

## Planung, Bau und Erprobung eines Mikrotrons\*

Von HERBERT REICH

Mit 18 Textabbildungen

(Eingegangen am 11. Juli 1960)

### I. Einleitung

Es vor einigen Jahren in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt der Bau eines Beschleunigers für Elektronen hoher Energie geplant wurde, lagen einige Berichte über die erfolgreiche Inbetriebnahme von Mikrotrons bis 4,5 MeV vor [1–3]. Da besitzt dieser Typ zahlreiche wertvolle Eigenschaften, unter anderem eine leicht zu erreichende, hohe Energiekonstanz, Einfachheit im Aufbau und die Möglichkeit, den Strahl der beschleunigten Teilchen vollständig und mit sehr kleiner Winkelgenauigkeit aus der Maschine herauszuführen. Energien bis 50 MeV und Elektronenströme (eventuell mittels Lasermission), die denen bei Linearbeschleunigern vergleichbar sind, sollten erreichbar sein. Um diese Möglichkeiten im Hinblick auf den Bau eines größeren Beschleunigers zu prüfen, wurde ein Versuchs-Mikrotron für 5 MeV gebaut und Anfang 1957 in Betrieb genommen. Über die wichtigsten Erfahrungen an dem Instrument sowie über die Beurteilung der verschiedenen Aussichten wird in der vorliegenden Arbeit berichtet.

### Theoretische Grundlagen und Wahl der Parameter

#### Resonanzbedingungen und Beschleunigungsmodus

Beim klassischen Zyklotron mit homogenem Magnetfeld ist die Umlaufdauer der Teilchen und die Frequenz der Beschleunigungs-Wechselspannung unabhängig voneinander, zwischen den Beschleunigungselektroden (den „Dees“) konstant und unabhängig von der Energie. Die maximal erreichbare Energie ist dadurch begrenzt, daß infolge relativistischer Massenzunahme die Umlaufdauer anwächst und die Spaltgangsphase der Teilchen gegenüber der Phase des elektrischen Feldes zurückbleibt. Um die Beschleunigung fortzusetzen, kann man z.B. die Frequenz mit zunehmender Energie der Teilchen vergrößern („Synchro-Zyklotron“). Man kann aber auch das tun, was das ist, was dem Mikrotron zugrunde liegt: das Magnetfeld eine größere Bahn und kommt etwas später am Beschleunigungsspalt an. Um fokussiert zu werden, muß es nun dort eine kleinere Spannung vorfinden, d.h. die stabile Resonanzphase befindet sich auf dem abfallenden Ast der Spannungskurve (Abb. 1 b). Wie unten (§ 13) näher ausgeführt wird, wählt man die Scheitelspannung  $U_m$  etwa 10% größer als die zur Resonanzbeschleunigung notwendige Spannung  $U_r$ .

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

die Stelle des Dee-Systems beim Zyklotron tritt beim Elektronenmikrotron wegen der sehr viel höheren Umlauffrequenz ein kleiner Hohlraumresonator (Abb. 1 a). Die Teilchen werden im Spalt der Länge  $d$  nur einmal je Umlauf beschleunigt und bewegen sich auf anwachsenden Kreisbahnen, die im Resonatormittelpunkt eine gemeinsame Tangente besitzen.

Das Mikrotron hat die Eigenschaft der Phasen- und Energiefokussierung, die in der gleichen Weise wirkt wie beim Synchrotron. Besitzt ein Elektron eine größere Energie als das Sollteilchen, mit dem es gleichzeitig aus dem Resonator austritt, so beschreibt es im

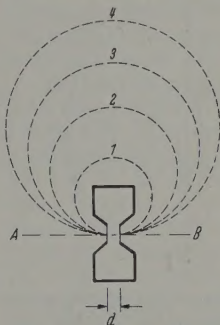


Abb. 1 a

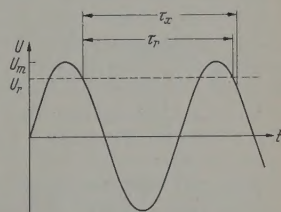


Abb. 1 b

Abb. 1. a Elektronenbahnen im Mikrotron. A–B = Rotationssymmetrieachse des Resonators,  $d$  = Spaltlänge. b Zeitlicher Verlauf der Spannung am Spalt zur Erläuterung der Phasenfokussierung.  $U_r$  = Spannung für die Resonanzbeschleunigung,  $\tau_r$  = Resonanzumlaufdauer,  $\tau_x$  = Umlaufdauer eines Teilchens mit zu großer Energie

Magnetfeld eine größere Bahn und kommt etwas später am Beschleunigungsspalt an. Um fokussiert zu werden, muß es nun dort eine kleinere Spannung vorfinden, d.h. die stabile Resonanzphase befindet sich auf dem abfallenden Ast der Spannungskurve (Abb. 1 b). Wie unten (§ 13) näher ausgeführt wird, wählt man die Scheitelspannung  $U_m$  etwa 10% größer als die zur Resonanzbeschleunigung notwendige Spannung  $U_r$ .

Die Mikrotron-Resonanzbedingung besagt, daß die Umlaufdauer  $\tau$  ein ganzzahliges Vielfaches der Hochfrequenz-Periodendauer  $T$  sein muß. Sie lautet für die erste Bahn und die Differenz zweier folgender Bahnen

$$\tau_1 = (1 + \varepsilon_1) 2\pi m_0/e B_r = a T, \quad (1)$$

$$\tau_n - \tau_{n-1} = \varepsilon_r 2\pi m_0/e B_r = b T. \quad (2)$$

$m_0$  und  $e$  bedeuten Masse und Ladung des Elektrons,  $B_r$  die magnetische Induktion bei Resonanz,  $\varepsilon_1$  die kinetische Energie der Elektronen auf dem ersten Umlauf und  $\varepsilon_r$  den Energiezuwachs beim Spaltdurchgang in der Resonanzphase in Einheiten der Ruheenergie.  $a$  und  $b$  sind ganze Zahlen, doch kommt für  $b$  praktisch nur die Zahl 1 in Frage, die im folgenden



zugrunde gelegt wird. Damit ergibt sich aus der Division beider Gleichungen für die Zahl der HF-Perioden beim ersten Umlauf

$$a = (1 + \varepsilon_1)/\varepsilon_r. \quad (3)$$

Die Wahl der Zahlenwerte für die hier vorkommenden Größen führt auf verschiedene Betriebsarten des Mikrotrons. Die gebräuchlichste ist die, bei der Elektronen durch Feldemission am Rand der Resonatoröffnung entstehen. Hier ist  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_r$  (bzw. wegen des Laufzeiteffektes beim ersten Durchqueren des Spaltes etwas kleiner als  $\varepsilon_r$ , s. REDHEAD u. a. [1]). Zwei praktisch viel benutzte Wertekombinationen sind:

$$\left. \begin{aligned} a = 2, \quad \varepsilon_1 = 0,94, \quad \varepsilon_r = 0,97 \\ (U_r = 496 \text{ kV}, U_m \approx 550 \text{ kV}), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} a = 3, \quad \varepsilon_1 = 0,45, \quad \varepsilon_r = 0,48 \\ (U_r = 246 \text{ kV}, U_m \approx 270 \text{ kV}). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Damit liegt nach Gl. (1) oder (2) der Wert des Produktes  $T B_r$  fest. Die Periodendauer  $T$  bzw. Wellenlänge  $\lambda = cT$  wählt man so niedrig wie möglich,

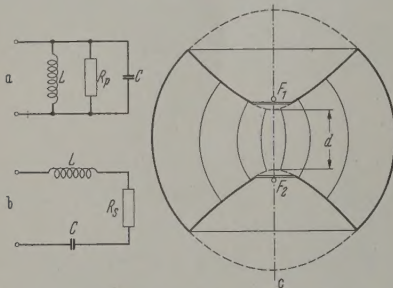


Abb. 2. a und b Ersatzschaltbilder des Resonators für Parallelresonanz und Serienresonanz. c Hohlraumresonator vom Typ des konfokalen Rotationsellipsoids und Hyperboloids. Die Rotationsachse geht durch die Brennpunkte  $F_1$  und  $F_2$ . Die Hyperboloidflächen sind in der Achsenrichtung für den Durchtritt der Elektronen durchbohrt. Die dünnen Linien deuten das elektrische Feld des im Schwingungsmodus E 010 erregten Resonators an

jedoch ist eine untere Grenze durch die Forderung gegeben, daß die Höchstfeldstärke im Spalt einen bestimmten Wert, z. B. 600 kV/cm, aus Gründen der Spannungsfestigkeit nicht überschreiten soll<sup>1</sup>. Denn aus der Höchstfeldstärke und der Scheitelspannung  $U_m$  folgt die Spaltlänge  $d$ , und diese muß zur Erzielung der Hohlraumresonanz bei Einhaltung gewisser Bedingungen für die Resonatorform (s. § 2) in einem bestimmten Verhältnis zur Wellenlänge stehen (z. B.  $d/\lambda \approx 1/10$ ). Die Fortführung der Zahlenbeispiele (4) und (5) ergibt dann:

$$\left. \begin{aligned} U_m/d = 550 \text{ kV/cm}, \quad d = 1 \text{ cm}, \quad \lambda = 10 \text{ cm}, \\ B_r = 970 \cdot 10^{-8} \text{ Vsec/cm}^2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} U_m/d = 600 \text{ kV/cm}, \quad d = 0,45 \text{ cm}, \quad \lambda = 3 \text{ cm}, \\ B_r = 1710 \cdot 10^{-8} \text{ Vsec/cm}^2. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die Daten (4) und (6) entsprechen ungefähr dem hier beschriebenen Mikrotron sowie den Mikrotrons von REDHEAD u. a. [1] und HENDERSON u. a. [2], die

<sup>1</sup>  $10^{-8} \text{ Vsec/cm}^2 \approx 1 \text{ Gauß}$ .

<sup>2</sup> Bis vor einigen Jahren wurde die untere Grenze noch durch die Schwierigkeit der Beschaffung leistungsstarker Sender für die kurzen Wellenlängen bestimmt, doch besteht diese Schwierigkeit heute nicht mehr.

Daten (5) und (7) entsprechen dem Mikrotron von H. F. KAISER [3].

Wie aus (6) und (7) ersichtlich, sind die magnetischen Induktionen klein verglichen mit den sonst in Beschleunigerbau üblichen Werten. Entsprechend groß werden bei gegebener Energie die Bahndurchmesser der Teilchen. Um kleine Maschinen bauen zu können, überlegten deshalb mehrere Autoren, ob sie nicht mit Hilfe anderer Wertepaare ( $a, \varepsilon_1$ ) höhere Werte von  $\varepsilon_r$  und damit höhere Induktionen  $B_r$  erzielen lassen. Die bisher gemachten Vorschläge erscheinen zwar ausführbar, lassen aber in allen Fällen technische Schwierigkeiten erwarten und seien daher nur kurz erwähnt.

CH. SCHMELZER [6] schlug vor, die Elektronen mit Hilfe einer Elektronenkanone mit der kinetischen Energie  $\varepsilon_0$  einzuschleßen. Die Betriebsparameter sind dann

$$a = 2, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_r + \varepsilon_0, \quad \text{und damit nach (3)} \quad \varepsilon_r = 1 + \varepsilon_0$$

Die Schwierigkeit liegt hier in der räumlichen Unterbringung einer Elektronenkanone für nennenswerte hohe Spannungen (z. B.  $> 100 \text{ kV}$ ).

Nach D. K. AITKEN [7] sollen die Elektronen durch Glühemission aus einem ringförmigen Draht etwa in der Mitte des Beschleunigungsspaltes gewonnen werden. Die Betriebsparameter sind

$$a = 1, \quad \varepsilon_1 = \gamma \varepsilon_r, \quad \gamma \approx 1/2, \quad \text{folglich} \quad \varepsilon_r = 1/(1 - \gamma) \approx 2$$

Von der hohen Betriebsspannung ( $U_r \approx 1 \text{ MV}$ ) abgesehen, ist dieses Mikrotron dadurch kompliziert, daß die Elektronenbahn des ersten Umlaufs nur etwa zur halben Durchmesser der kleinsten in Abb. 1a eingezeichneten Bahn besitzt. Die Elektronen durchsetzen den Resonator noch einmal in der Nähe der Außenwand und sind hier dem dynamischen Magnetfeld der Hochfrequenz ausgesetzt<sup>2</sup>.

## § 2. Resonatorform und maximal erreichbarer Strom

Bei der Festlegung der Resonatorform sah man bisher als das wichtigste Ziel an, die notwendige Scheitelspannung mit einer möglichst geringen HF-Leistung zu erzielen. Dazu dienen folgende Überlegungen, die an die Ersatzschaltbilder der Abb. 1a und b des Resonators anknüpfen.

Nach Abb. 2a beträgt die Leistung, die aufzubringen ist, um den Resonanzkreis auf die Scheitelspannung  $U_m$  zu erregen,

$$N = U_m^2/2 R_p.$$

Mit Hilfe der Beziehung

$$Q = R_p \sqrt{C/L} = (1/R_s) \sqrt{L/C}$$

( $Q$  = Kreisgüte) ergibt die Umrechnung auf das Ersatzschaltbild Abb. 2b

$$N = R_s C U_m^2/2 L.$$

Im Hohlraumresonator Abb. 2c entsprechen die Ränder der Bohrungen mit dem Spalt der Kapazität

<sup>2</sup> Die gleichen Schwierigkeiten in erhöhtem Umfang sind bei einem weiteren, von A. PAULIN [8] stammenden Vorschlag zu erwarten, der auf  $\varepsilon_r \approx 4,4$  hinausläuft und hier nicht näher erläutert werden soll. Auch auf Mikrotrons mit unterbrochenem Magnetfeld, kombiniert mit Linearbeschleunigern (z. B. ZORIN u. a. [27]), wird hier nicht eingegangen.



äußere Wand der Induktivität  $L$ , und die innere Fläche an der äußeren Wand, multipliziert mit „Skintiefe“, dem Widerstand  $R_s$ . Will man in 10) für ein vorgegebenes  $U_m$  die Leistung  $N$  klein en, so muß man  $C$  klein, d. h. die Spaltlänge  $d$  groß  $L$ , die äußere Abmessung des Resonators, eben- groß wählen. (Die Nebenbedingung, daß die ananzfrequenz  $\omega_0 = (LC)^{-1/2}$  erhalten bleiben muß, amit verträglich.) Die Vergrößerung von  $L$  be- et keine Vergrößerung von  $R_s$ : Mit dem äußeren ang wächst auch der den Stromfäden in der ren Oberfläche zur Verfügung stehende Platz und die Wirkung des längeren Weges auf oder über- ensiert sie.  $R_s$  ist außerdem der Wurzel aus dem ifischen Widerstand des Wandmaterials propor- al.

Der Vergrößerung des Resonators ist eine Grenze tzt, wenn man vermeiden will, daß er beim Betrieb  $a=2$  (s. oben) der ersten Elektronenbahn im Wege t. Die Spaltlänge von Resonatoren, die diese ze noch nicht überschreiten, beträgt für  $\lambda = 10$  cm  $\varepsilon_p = 1$  etwa 1,8 cm. HENDERSON u. a. [9] sowie LIN [8] stellten für Resonatoren, die mit Feld- sion arbeiten, die Forderung auf, den Spalt so emessen, daß die im Spannungsmaximum emiten Elektronen in phasenstabilen Bahnen einge- en werden, weil die Emissionsstromdichte im imum der Spannung am höchsten ist. Das ergibt len oben genannten Daten Spaltlängen um 1 cm. egebene Spaltlängen und Wellenlängen gibt SER [10] ein Verfahren an, die für einen hohen allewiderstand  $R_p$  günstigste Resonatorform zu immen. Bei dieser Form bilden die Innenwände konfokales Ellipsoid und Hyperboloid (Abb. 2c). Die hier ausgeführten Messungen ließen nun aber Reihe weiterer Gesichtspunkte erkennen, die den er genannten teilweise widersprechen. Ein allzu r Parallelwiderstand erscheint danach gar nicht strebenswert, denn er hat zwei Nachteile: Erstens die Leistungsreflexion des Resonators in die Über- gangsleitung und zweitens die Beschleunigungs- ung stark von der Elektronenbelastung abhängig.

SCHMELZER [6] zeigte, können sich wegen des ummenhangs zwischen Beschleunigungsspannung Phasenstabilität, besonders bei Injektion aus einer kathode, instabile Zustände bilden. Je kleiner Parallelwiderstand, um so größer wird der Bereich, in welchem der Elektronenstrom bei unverän- er Hf-Sendeleistung variiert werden kann, ohne Instabilitäten auftreten. (Die Feldemission wirkt abilisierend auf die Beschleunigungsspannung, daß ihr instabile Zustände unwahrscheinlich sind.) ererseits ist ein besonders hoher Parallelwiderstand nicht notwendig, denn die üblichen Magnetrons tzen genügend Leistungsreserve, um auch Reso- ren mit geringerem Parallelwiderstand erregen zu nen. Man ist also bei der Wahl von Resonatorform -material einigermaßen frei.

Bei der Bemessung der Spaltlänge für Feldemission mt es nicht nur darauf an, die im Maximum der nung emittierten Elektronen phasenstabil einzu- zen, sondern mehr noch darauf, die Scheitelfeld- ke so weit zu erhöhen, wie es die allmählich zu- mende Überschlagesgefahr zuläßt. Denn der Ge- an Elektronen durch die mit der Feldstärke zu- mende Emission ist größer als der Verlust infolge

der Verkleinerung des phasenstabilen Bereiches. Die danach günstigste Spaltlänge liegt im oben genannten Beispiel etwas unterhalb 1 cm. Sehr genau läßt sie sich allerdings nicht bestimmen, weil das Einsetzen der Überschläge in hohem Maße von der Beschaffen- heit der emittierenden Oberflächen der Öffnungsänder im Resonator abhängt und nicht genau reproduzierbar ist (s. § 10).

Ein wichtiger Parameter wurde von früheren Autoren noch nicht diskutiert: der Durchmesser der Resonatoröffnungen. Ist er sehr groß, so gibt er einem hohen Elektronenstrom Raum. Übersteigt er jedoch wesentlich die Spaltlänge, so ist mit einer Verkleine- rung des Parallelwiderstandes im Ersatzschaltbild zu rechnen. Man muß ferner beachten, daß bei großem Öffnungsdurchmesser das elektrische Feld weit nach außen hinausgreift. Die längs der Achse laufenden Elektronen werden dann über eine Zeit beschleunigt, die nicht mehr klein gegen die Hochfrequenz-Perioden- dauer ist, und gewinnen insgesamt weniger Energie als die Randelektronen. Das betrifft vor allem die höheren Umläufe und wirkt wie eine Verkleinerung des phasen- stabilen Bereiches. Schließlich ergeben sich elektro- nenoptische Konsequenzen: Unweit vom Rand der Öffnung vorbeifliegende Elektronen werden bei großem Öffnungsdurchmesser stärker abgelenkt als bei klei- nem und gehen dadurch in vielen Fällen verloren.

Magnetrons mittlerer Größe für  $\lambda = 10$  cm, wie sie auch hier verwandt werden, liefern Impulsleistungen bis 800 kW. Von dieser Leistung verschluckt das Ent- kopplungsglied der Übertragungsleitung etwa 1/4, d. h. 200 kW (H. REICH [11]). Etwa 300 kW Hf-Leistung sind notwendig, um einen Resonator üblicher Bauform ohne Belastung durch Elektronen auf 560 kV Scheitel- spannung zu erregen (§ 7; vgl. auch REDHEAD [1]). So verbleibt schließlich für die Elektronenbeschleuni- gung noch einmal eine Leistung von 300 kW. Gelänge es, das Injektionsproblem vollständig zu lösen, so könnte man damit Impulsströme von 60 mA bei 5 MeV oder 15 mA bei 20 MeV erzielen. Bei der Um- rechnung auf den mittleren Strom muß man neben dem Tastverhältnis für das Magnetron (meist 0,001) noch eine kleine Zeitspanne für das Anschwingen des Hohlraums berücksichtigen (s. § 7). Hinzu kommt bei höheren Energien (für  $a=2$ ) die Zeit

$$t_0 = n(n+3)T/2, \quad (11)$$

die verstreicht, bis die ersten Elektronen den auf dem  $n$ -ten Umlauf befindlichen Auffänger erreichen, und die besonders bei Verwendung kurzer Impulse sehr ins Gewicht fällt (vgl. PORRECA [12]). Die theoretisch erreichbaren mittleren Ströme liegen dann für Impuls- längen von 1  $\mu$ sec in der Größenordnung von 50  $\mu$ A bei 5 MeV oder 9  $\mu$ A bei 20 MeV. Zur Zeit sind wir von diesen Werten noch weit entfernt. Unten werden jedoch Möglichkeiten besprochen, ihnen nahe zu kommen.

### § 3. Die Anforderungen an die Homogenität des magnetischen Feldes

Bei Magneten mit großen Polflächen bei relativ kleinem Polabstand ergeben sich leicht Abweichungen von der Homogenität durch eine geringfügige Neigung der Polflächen, durch Lunker im Eisen, durch unsym- metrische Verteilung des Rückführungsjoches und durch das Absinken des Feldes zur Magnetmitte hin.



Zur Abschätzung des Einflusses des ersten Fehlers sei angenommen, das Mikrotronfeld sei auf der einen Seite der Geraden, die durch den Resonator und den Maschinenmittelpunkt  $M$  geht (siehe Abb. 3), um  $10^{-6}$  stärker als auf der anderen Seite. Die Bahnen verlaufen dann nicht mehr kotangential, vielmehr ergeben sich bei der Maschine für  $\lambda = 10$  cm und  $\epsilon_r = 1$

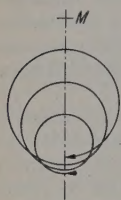


Abb. 3. Zur Erläuterung der Bahnabweichung bei Annahme einer etwas größeren Feldstärke in der rechten Magnethälfte.  $M$  = Maschinenmittelpunkt

nach Vollendung von  
10 20 40 Umläufen  
jeweils Abweichungen um  
1,9 7 28 mm

vom Startpunkt.

Bei einer 5 MeV-Maschine sind Abweichungen von der Homogenität in der Größenordnung Promille noch zulässig, eine 20 MeV-Maschine verlangt dagegen eine 10mal höhere Genauigkeit. Bei 100 mm Polabstand entspricht dies einer mechanischen Toleranz von

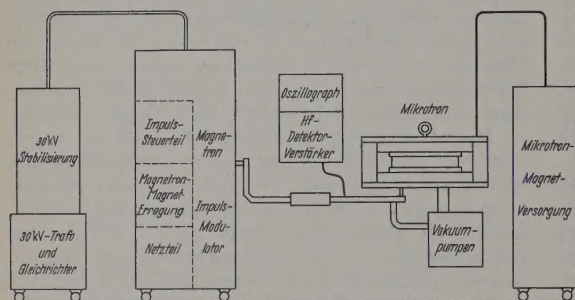


Abb. 4. Experimenteller Gesamtaufbau, schematisch

1/100 mm, die über ausgedehnte Polflächen nur sehr schwer zu erreichen ist. Die Unsymmetrie bezüglich einer Geraden, die senkrecht auf der eben genannten Geraden steht, ist dagegen unkritisch. Ähnliche Über-

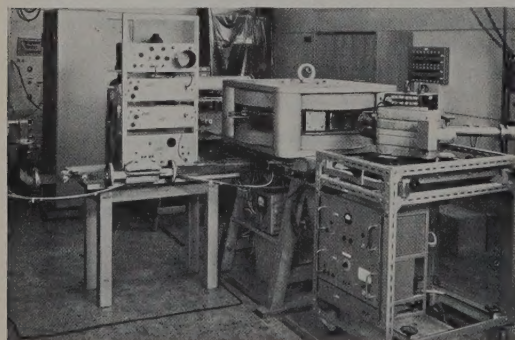


Abb. 5. Der Magnet und Teile der Übertragungsleitung. Im Vordergrund rechts ein magnetisches 60°-Elektronenspektrometer

legungen lassen sich für die anderen Fehlerquellen anstellen. Besonders schädlich können z. B. sehr kleine, von Lunkern im Eisen nahe beim Resonator hervorgerufene Querkomponenten des Feldes sein (vgl. hierzu § 12).

Im Prinzip ist es nicht schwierig, die Feldfehler durch „Shim“-Bleche oder Stromschleifen auf den

Polen auszugleichen. Auch läßt sich zeigen, daß der Resonator durch seine Wirkung als elektrische Linde den Abwanderungen der Teilchen in vertikaler wie auch in horizontaler Richtung entgegenwirkt, solange die Lichtgeschwindigkeit noch nicht erreicht ist (BELL [13]). Praktisch setzen jedoch die Forderungen, die an die Homogenität des Magnetfeldes gestellt werden müssen, der mit dem Mikrotron erreichbaren Energie eine Grenze, weil der Aufwand an Präzision und der Umfang der Korrekturen mit der Energie sehr rasch ansteigt. Für  $\lambda = 10$  cm,  $\epsilon_r = 1$  liegt die Grenze ungefähr bei 20 MeV; mit höheren  $\epsilon_r$ -Werten steigt sie allerdings nicht ganz proportional zu  $\epsilon_r$ .

### III. Experimenteller Aufbau

#### § 4. Magnet, Vakuumgefäß und Gesamtaufbau

Abb. 4 zeigt schematisch den Gesamtaufbau. Abb. 5 zeigt eine Aufnahme des Magneten. Der Leistungsbedarf der gesamten Anlage einschließlich der Pumpen beträgt etwa 5,5 kW.

Der Armco-Stahlguß-Magnet<sup>1</sup> besteht aus zwei planparallelen Polschuhen von 560 mm Durchmesser, der Polabstand beträgt 100 mm. Das Joch ist wie bei HENDERSON u. a. [2] an vier Ecken durch Säulen von  $4 \times 160$  cm<sup>2</sup> Querschnittsfläche geschlossen. Der Magnet wird durch zwei für hohen Widerstand ausgelegte Spulen mit je 15500 Windungen erregt, der Strom (266 mA für  $10^{-5}$  Vsec/cm<sup>2</sup>) wird mittels in Serie liegender Röhren gesteuert und durch Vergleich des Spannungsabfalls an einem Manganinwiderstand mit der Spannung an einer Glühlampe stabilisiert.

Die magnetische Induktion ist bei nicht allzu großen Änderungen der Stromerregung genau proportional. Ein Fixpunkt ihres Wertes wurde durch Elektronenresonanz [14] gewonnen. Dieses Verfahren bietet sich hier an, weil mit den Hf-Bauteilen zur Erprobung des Mikrotrons die dafür notwendigen Geräte zur Verfügung stehen. Mit dem Reflexklystron (s. § 6) wurde ein im Magnetfeld querliegender Resonator des hier benutzten Typs (Rotationsachse in Feldrichtung) erregt, der auf seinem Boden etwa 2 mm  $\alpha, \alpha$ -Diphenyl- $\beta$ -Pikryl-Hydrazyl<sup>2</sup> enthielt. Bei einem bestimmten, sehr scharf einstellbaren Wert des Magnetstromes ändert sich infolge der Resonanzabsorption des Hydrazyls die Impedanz des Resonators, ablesbar am Instrument des in der Zuleitung liegenden Detektors. Aus der gleichzeitig gemessenen Hf-Wellenlänge (106,70 mm = 2809,6 MHz) und dem bekannten Wert der Elektronenspinresonanz von  $2,806 \cdot 10^8$  MHz  $\cdot$  cm Vsec für diesen Stoff ergab sich die Induktion bei Resonanz zu  $1001,3 \cdot 10^{-8}$  Vsec/cm<sup>2</sup>. Der absolute Fehler liegt bei etwa  $\pm 10^{-6}$ .

Die Polschuhe bilden zugleich Deckel und Boden des aus Bronze-Schleuderguß bestehenden zylindrischen Vakuumgefäßes, das in Rillen 18 mm vom Rand entfernt eingreift. Die Nuten für die obere und untere Gummidichtung des Vakuumgefäßes befinden sich jeweils im unteren Werkstück. Das Vakuumgefäß trägt zahlreiche Fenster von 60 bis 85 mm Durchmesser, die zum Beobachten und Herausführen der

<sup>1</sup> Hergestellt von der Ruhrstahl-AG, Hattingen.

<sup>2</sup> Firma Th. Schuchardt, München 13.



ables, zum Anschließen der Vakuumpumpe und Anbringen von Drehdurchführungen für Leuchtröhren, Faradaykäfig usw. dienen. Besonders wichtig sind Fenster in Verlängerung der Achse durch die Ionatoröffnungen zur Beobachtung von Überlagerungen im Resonator.

Die Anforderungen an die Güte des Vakuums sind nicht groß, unterhalb  $10^{-4}$  Torr ist einwandfrei Betrieb möglich; bei höherem Druck treten Erschläge in der Hf-Leitung auf. Jedoch ist es unmöglich, den Druck niedriger als  $10^{-5}$  Torr zu halten, weil dann die Ablagerung von Kohlenwasserstoff-Zersetzungsprodukten und das Rauwerden der Elektrospitzen im Resonator infolge von Ionenaufprall verlangsamt wird. Der Ionenaufprall führt dazu, daß immer häufiger und schließlich bei jedem Impuls Erschläge auftreten und ein Nachpolieren der Öffnungsgränder notwendig wird.

### § 5. Der Hochfrequenzgenerator

Als Hf-Generator dienen die Impuls-Magnetronen 4J 47 (Amperex) oder 4 J 33 (English Electric Valve), die bei 2800 MHz Impulsleistungen von etwa 100 bis 700 kW liefern. Die auf Nullpotential liegende Magnetronkathode erhält über einen Kondensator einen Impuls von  $-26$  kV und 53 A, der von fünf aus "cut off" betriebenen Hochspannungstrioden erzeugt wird. Dieser Impulsmodulortyp hat gegenüber dem verbreiteteren mit Impulstransformatoren Vorteil größerer Flexibilität. Die Impulslänge liegt zwischen 1 und 3  $\mu$ sec, die Impulsfolge zwischen 100 und 1000 Hz einstellbar.

Die Schaltung zur Steuerung des Moduls knüpft an eine von GLASOE und LEITCH [15] beschriebene Schaltung an. Die Endröhren werden über einen aus Ferriten zusammengesetzten Impulsumkehrtransformator (Ferritquerschnitt  $12 \text{ cm}^2$ , Induktivitäts-Verhältnis 60:60) von der Teilleuchte C 1111 (EEVC) gesteuert, diese ihrerseits über einen entsprechend kleineren Umformtransformator von der Doppeltetrode 6E 06/40 usw. Die Wicklungen der Transformatoren wurden im Vakuum mit Araldit-Gießharz getränkt. Beim Einschwingvorgang auftretende Impulspeitzen wurden durch Dämpfungswiderstände in die mit Kondensatoren parallel zu den Transformatoreingängen abgeschwächt.

Der Einphasen-30 kV-Transformator mit Trockenschicht in Grätzschaltung wurde als geschlossener Einheit in einem Ölkant bezogen. Er wird auf Primärseite mittels Drehtransformator grob und auf Sekundärseite mittels Transduktoren fein eingestellt. Die Transduktoren sind zugleich das Stellglied einer Regelung, welche die Hochspannung auf  $\pm 0,5\%$  konstant hält. Eine Vorbelastung der Gleich-Hochspannung mit einem Widerstand von  $3 \text{ M}\Omega$  verkürzt die Regelzeit für den Spannungssprung beim Einleiten der Hauptlast.

### § 6. Die Hf-Übertragungsleitung

Der Bau der Hf-Übertragungsleitung nahm den größten Teil der Bauzeit für das Mikrotron in Anspruch, weil zunächst wenig Erfahrung auf diesem Gebiet bestand und viele Bauteile selbst entwickelt

werden mußten. Inzwischen erhält man eine Reihe von Bau- und Meßelementen des S-Bands (10 cm) im Handel, und viele der auftretenden Probleme sind in Büchern [16] beschrieben worden. Daher soll nur das Wichtigste erwähnt werden.

Wir begannen mit dem Aufbau einer einfachen Prüfbank. Als Sender diente ein abstimmbares 100 mW-Reflexklystron, das aus einem Gleichspannungsnetzgerät mit Spannungsteiler gespeist wurde.

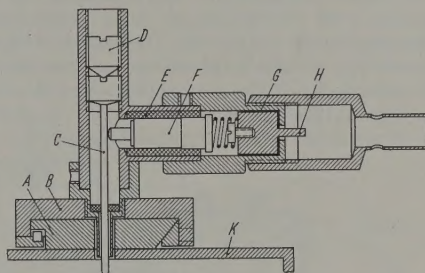


Abb. 6. Detektor für die Meßleitung. Einstellbohrung ist nur die Eintauchtiefe der etwas mehr als  $\lambda/4$  langen Sonde C. Gegen diese wird federnd das Meßelement F an einer Stelle angebracht, die etwas weniger als  $\lambda/4$  von der inneren Hohlleiteroberfläche entfernt ist. A = Schlittenführung, B = Schlitzen, D = Feststellschraube, E = Tröglutisolierung, G = Hf-Kurzschluß, H = Kabelanschluß, K = Rechteckhohlleiter

Die Meßleitungen (Stehwellenmesser) für konzentrisches Rohr (Durchmesser-Verhältnis 16/38 mm) und für Rechteckrohr (innen  $1,34 \times 1,84$  Zoll) besaßen Schlitten, die längs eines Spaltes von 3 mm Breite und längs einer mm-Skala ohne Getriebe verschiebbar

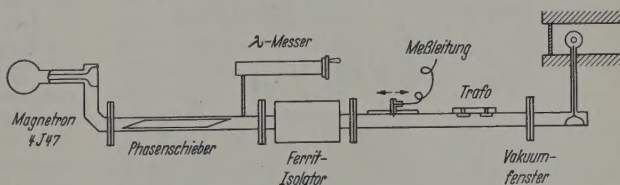


Abb. 7. Die Übertragungsleitung. Abmessungen des Phasenschiebers: Länge  $\times$  Breite  $\times$  Höhe =  $400 \times 13 \times 25$  mm, Anschlüsse 72 mm lang; des Transformators: zwei Platten zu  $34 \times 50 \times 5$  mm für den Stehwellenbereich  $0,67 \leq U_{\min}/U_{\max} \leq 1$ . Das Material ist in beiden Fällen Tröglut

waren. Abb. 6 zeigt den sehr einfachen, aber doch seinen Zweck erfüllenden Detektor (Erklärung s. Bildunterschrift). Als Meßelement wurde bei Klystronmessungen die Siliziumdiode 1 N 21 B, bei Messungen mit dem Magnetron die in eine Patrone gleicher Form eingelötete Germaniumdiode DN 56<sup>1</sup> oder ein Baretter eingesetzt. Bei geringer Leistungsaufnahme des Detektors war die Anzeige des angeschlossenen Meßinstrumentes, eines spannungsempfindlichen Röhrenvoltmeters bzw. Oszillographen, recht genau dem Quadrat der Spannung proportional.

Das Klystron war gegen Rückwirkungen der Last durch einen Ferritisolator oder einen 12 db-Abschwächer geschützt. Letzterer wie auch die reflexionsfreien Abschlüsse für Rechteck- und konzentrisches Rohr bestanden aus Ferritpulver<sup>2</sup>, das mit Araldit-Gießharz vermischt wurde und sich im erhärteten Zustand auf der Drehbank bearbeiten ließ. Bei Abschlußabsorberlängen von etwa 15 cm, im vorderen Drittel schräg anlaufend, waren keine oder nur geringe Korrekturen

<sup>1</sup> Firma Kunkler & Co., Kondensatorenfabrik, Kiel.

<sup>2</sup> Firma BASF, Ludwigshafen a. Rhein.



notwendig, um ein Spannungs-Stehwellenverhältnis  $U_{\min}/U_{\max} > 0,9$  zu erzielen.

Die Übertragungsleitung mit den Bauelementen Phasenschieber,  $\lambda$ -Messor, Ferritisolator, Meßleitung und Anpassungstransformator ist in Abb. 7 dargestellt. Das Magnetron speist die Hf-Energie in eine konzentrische Leitung ein. Es folgt der Übergang auf Rechteckhohlleiter, weil bei diesen die Konstruktion des Phasenschiebers einfacher und der Einbau eines Ferritisolators möglich ist. Die Verbindung zum Resonator wird wieder durch eine konzentrische Leitung hergestellt (vgl. § 7). Die zu übertragende Impulsleistung läßt die Verwendung von Atmosphärendruck in der Leitung zu, erst am Ende des Rechteckrohres beginnt das Vakuum.

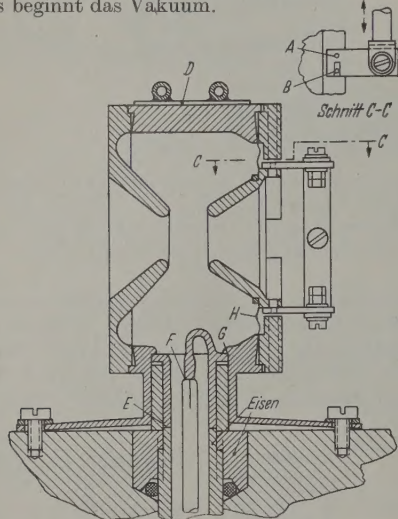


Abb. 8. Der Resonator mit Einkopplung von unten, vom Maschinenmittelpunkt aus gesehen. Zwei Hebel, im Schnitt C-C besonders herausgezeichnet, können sich um die mit dem Deckel verbundene Achse A drehen und heben oder senken dabei im Punkt B den rechten Kegelstumpf um  $\pm \frac{1}{2}$  mm. Dieser ist mit silberhaltigem Weichlot, unterstützt durch einen Haltering, in eine gewellte Membran H aus 0,1 mm starkem Phosphorbronzeblech eingelötet. Die Membran wurde durch Eindringen des Blechs in eine Matrize in der Drehbank hergestellt. Der Innendurchmesser des Resonators beträgt 56, die Spaltlänge 10, der Öffnungsdurchmesser 11 mm

Die Ausführung der (wegen der Form des Innenleiters so genannten) „Türknopfübergänge“ vom konzentrischen zum Rechteckrohr geht auf Vorbilder aus den Büchern der Radiation Laboratory Series [17, 18] zurück, ebenso die Ausführung des Phasenschiebers, des  $\lambda$ -Messors und des Transformators. Letzterer war nur für einen kleinen Transformationsbereich ausgelegt (s. Bildunterschrift) und diente zur Feinkorrektur der Resonatorankopplung. Die Türknopfübergänge wurden mittels induktiver Blenden im Probiervorhaben reflexionsfrei gemacht. Über den Ferritisolator und andere mögliche Entkopplungsglieder ist schon früher berichtet worden [11]. Der Vakuumabschluß im Rechteckrohr wurde durch eine Kunststoffolie von 0,5 mm Dicke hergestellt. Sie liegt zwischen zwei Flanschen an einer Stelle, an der bei Verstimmung des Resonators ein Spannungsknoten liegt, und ruft keine Reflexionen hervor. Zur Erzielung eines ausreichenden Vakuums mußte der Raum hinter dem Vakuumfenster eine direkte Verbindung zur Pumpe erhalten.

#### § 7. Der Resonator und seine Ankopplung

Gewöhnlich wird der Resonator mittels Lochblende direkt an den Rechteckhohlleiter angekoppelt, der von

der Seite her in den Vakuumraum zwischen den Polen eintritt. Hier sollte jedoch der Platz zwischen dem Resonator und der Vakuumgefäßwand freigehalten werden, um eine neue Art der Herausführung von Elektronen aus dem Mikrotron zu erproben (s. [1]). Daher wurde die Zuleitung von unten durch einen Magnetpol hindurchgeführt (Abb. 7). Um das Magnetfeld möglichst wenig zu stören, war sie als dünnwandige Koaxialleitung ausgebildet (Leitungsdurchmesser 10 und 10 mm).

Die Art der Einkopplung mittels induktiver Schleife zeigt Abb. 8. Durch Verdrehen der Schleife konnte leicht der Kopplungsgrad variiert werden. Da er mit der Elektronenbelastung abnimmt, wurde in der Probierbank etwas überkritische Kopplung eingestellt. Die Kontaktflächen F der Schleife und E und G des Resonators, an das die Schleife hart angelötet ist, waren versilbert und gaben keinen Anlaß zu Störungen. Es erwies sich allerdings als notwendig, einen von der Schleife ausgehenden magnetischen Störeffekt (s. § 8) zu kompensieren. Das veranlaßte uns, wahlweise auch die von diesem Effekt freie Rechteck-Hohlleiterankopplung von der Seite her vorzusehen.

Der Resonatorblock und die Deckel bestehen aus Messing, das mechanisch poliert und versilbert wurde. Zur Kühlung kann ein Blech D aufgeschraubt werden, das ein wasserdurchflossenes Kupferrohr trägt. Die stets nur einmal notwendige Abstimmung erfolgt über das in Abb. 8 angedeutete Hebelsystem durch Bewegen des rechten Kegelstumpfes (s. Bildunterschrift). Hineindrücken des Kegelstumpfes um 0,1 mm senkt die Eigenfrequenz des Resonators um 0,2 MHz.

Aus der Messung der Impedanz bei Veränderung der Sendefrequenz des Klystrons wurde der  $Q_0$ -Wert (die unbelastete Kreisgüte) der beiden am meisten benutzten Resonatoren zu 7000 bzw. 4500 bestimmt (Beschreibung der Methode s. GINTON [16]). Der Parallelwiderstand des ersten Hohlraums im Betatron ergab sich bei geringer Elektronenbelastung aus der Magnetron-Ausgangsleistung, der bekannten Abschirmung im Ferritisolator und der Messung der Maximumenergie der Elektronen auf dem ersten Umlauf nach Gl. (8) zu etwa 520 kΩ.

Die Zeit, nach der die Resonator-Blindleistung nach dem Einschalten der Hochfrequenz auf  $(1 - 1/e)$ -fache, die Spannung also auf etwa das 2,7-fache des Endwertes angestiegen ist, beträgt theoretisch

$$T = Q_0 / [(1 + \beta) \omega].$$

Mit der hier benutzten Kopplungskonstanten  $\beta$  und mit  $\omega = 18 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  ergeben sich für T Werte von 0,1  $\mu\text{sec}$ . Die gleichzeitige Beobachtung des Hf-Spannungsimpulses am Magnetronausgang und des Spannungsanstiegs an einem Faradangkäfig, der die Elektronen des ersten Umlaufs einfängt, deutete darauf hin, daß T in Wirklichkeit eher noch kleiner ist, vielleicht bedingt durch eine zu Beginn des Impulses höhere Leistungsabgabe des Magnetrons.

#### § 8. „Zieherscheinungen“

Trotz des Ferritisolators in der Übertragungsleitung bestand noch eine merkliche Frequenzbeeinflussung des Senders durch den Resonator. Der entsprechende Effekt im kHz-Gebiet wurde an Röhrenschaltungen schon vor 40 Jahren untersucht [20] und als „Zieherscheinung“ genannt. Die Zieherscheinung



en, sich bei Mikrowellen sehr viel leichter über-  
auen und beeinflussen. Wegen dieser Unterschiede  
wegen ihrer Bedeutung für den frequenzstabilen  
rieb des Mikrotrons sollen sie hier kurz beschreiben  
den.

Wir denken uns den Sender und den Resonator  
zwei Parallelresonanzkreise, die durch eine Über-  
gangsleitung der elektrischen Länge  $a$  miteinander  
bunden sind. Die Leitung enthält ein Dämpfungs-  
glied und einen Phasenschieber, durch den  $a$  verändert  
den kann. Wird die Eigenfrequenz  $f_R$  des Resona-  
tors bei verschiedenen Werten von  $a$  durch langsames  
kleinern der Resonatorkapazität in der Nähe der  
undfrequenz  $f_0$  des unbelasteten Senders von  $f_R < f_0$   
 $f_R > f_0$  geändert, so beobachtet man folgende  
änderungen der Betriebsfrequenz  $f$  des mit dem  
onator belasteten Senders.

1. Fall.  $a$  ist merklich von dem Wert  $n\lambda/2$  ver-  
ieden ( $n$  = ganze Zahl,  $\lambda$  = Wellenlänge in der

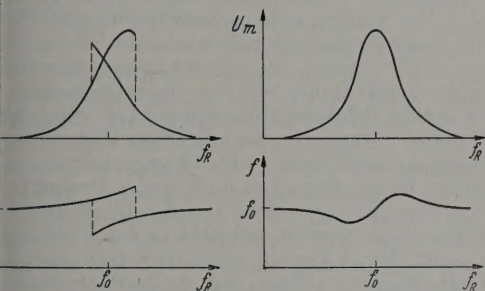


Abb. 9

Abb. 10

9. Oben: Spannungsamplitude  $U_m$ , unten: Betriebsfrequenz  $f$  in Ab-  
hängigkeit von der Resonator-Eigenfrequenz  $f_R$  bei einem von  $n\lambda/2$  ab-  
weichenden elektrischen Abstand Sender-Resonator.  $f_0$  ist die Sende-  
frequenz ohne Belastung

Abb. 10. Wie Abb. 9, jedoch bei dem elektrischen Abstand  $n\lambda/2$

ertragungsleitung): Sobald  $f_R$  sich dem Wert  $f_0$  von  
en nähert, steigt die Betriebsfrequenz  $f$  auf Werte  
er als  $f_0$  an (s. Abb. 9); ebenso steigt die Scheitel-  
nung  $U_m$  im Resonator an. Hat  $f_R$  die Frequenz  $f_0$   
einen gewissen Betrag überschritten, dann springt  $f$   
tzlich auf einen Wert, der kleiner ist als  $f_0$ . Auch  
Scheitelspannung ändert sich sprunghaft und nimmt  
st einen kleineren Wert an. Das Entsprechende  
anderem Vorzeichen der Frequenzänderung spielt  
beim Zurückdrehen des Kondensators ab.

2. Fall. Es ist  $a = n\lambda/2$  („ $\lambda/2$ -Abstand“, Abb. 10):  
Annäherung von  $f_R$  an  $f_0$  weicht die Betriebs-  
frequenz  $f$  nicht mehr zu hohen Werten hin aus,  
dern nimmt kleinere Werte an, es ist  $f_R < f < f_0$ .  
 $f_R = f_0$  wird auch  $f = f_0$ , bei größeren Werten gilt  
sprechend  $f_R > f > f_0$ . Weder bei der Frequenz  
h bei der Spannung treten Sprünge auf.

Dieses Frequenzverhalten des selbsterregten Sens  
wird aus den Transformationseigenschaften der  
tung qualitativ sofort verständlich. Eine in die  
tung geschaltete Kapazität wirkt in einem Punkt,  
um die Strecke  $\lambda/4$ ,  $3\lambda/4$  usw. davorliegt, wie eine  
aktivität, in einem Punkt  $n\lambda/2$  davor jedoch  
der wie die ursprüngliche Kapazität. Hat der  
sonator z.B. eine zu hohe Kapazität ( $f_R < f_0$ ), so  
d er den Sender nur dann zur Ausstrahlung einer  
quenz veranlassen, die ebenfalls  $< f_0$  ist, wenn der  
stand ungefähr  $n\lambda/2$  beträgt.

Z. f. angew. Physik, Bd. 12

Die Notwendigkeit des Dämpfungsgliedes erklärt  
sich aus der Tatsache, daß der noch nicht erregte  
Resonator beim Einschalten wie ein Leitungskurz-  
schluß wirkt. Ist keine Dämpfung vorhanden, so  
verhindert er bei  $\lambda/2$ -Abstand das Anschwingen des  
Magnetrons.

Zur experimentellen Ermittlung des  $\lambda/2$ -Abstands  
werden die mit der Meßleitung beim Durchstimmen  
des Resonators aufgenommenen Impedanzwerte in  
ein Smith-Diagramm eingetragen (s. Abb. 11)<sup>1</sup>. Sie  
bilden einen Kreis, der eine Lücke aufweist. Die am  
Ort der Lücke zu erwartenden Impedanzwerte sind  
instabil und werden in der durch die Pfeile angede-  
uteten Art übersprungen. Liegt der Phasenschieber  
relativ zur Meßleitung generatorwärts, so bleibt bei  
einer Phasenschieberveränderung der Kreis im Smith-  
Diagramm am gleichen

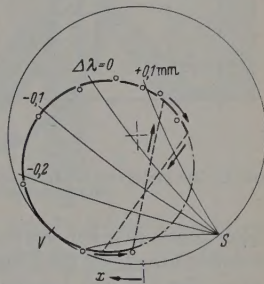


Abb. 11. Beim Durchstimmen des Resonators aufgenommene Impedanzkurve in der Darstellung des Smith-Diagramms. Der strichpunktierte Teil des Kreises entspricht dem instabilen Gebiet.  $x$  = Abstand des in Richtung Last gelegenen Minimums von der gewählten Bezugsebene ( $2x \approx \lambda/2$ ).  $S$  = mutmaßlicher Schnittpunkt der Linien gleicher Wellenlänge (Magnetron-Rieke-Diagramm).  $V$  = Ort der Verstimmung des Resonators

Ort, und es verschiebt sich die Lücke. Der  
 $\lambda/2$ -Abstand ist erreicht, wenn sich die Lücke am  
äußeren Rand des Diagramms am Ort  $V$  der  
Verstimmung des Resonators befindet. Unter-  
stützt wird das Auffinden der richtigen Ein-  
stellung durch das gleich-  
zeitige Messen der Wellenlänge in jedem Punkt.  
Da im Impedanzkreis die Wellenlänge im Uhr-  
zeigersinn ansteigt, weiß man schon nach der Auf-  
nahme von 2 bis 3 Punkten, in welcher Rich-  
tung  $S$ , der Schnittpunkt

der Linien gleicher Wellenlängen im sog. Rieke-Di-  
agramm des Magnetrons, ungefähr liegt. Bei  $\lambda/2$ -  
Abstand fällt  $S$  mit  $V$  zusammen.

## IV. Elektroneninjektion

### § 9. Entstehungsort stabiler Elektronen beim Einzelhohlraum

Anfängliche Versuche, Elektronen durch Feld-  
emission aus einem dünnwandigen Röhren aus  
Phosphorbronze zu gewinnen, das in die eine Reso-  
natoröffnung eingeschoben wurde, brachten keine  
befriedigenden Resultate und gaben den Anstoß,  
theoretisch und experimentell den Entstehungsort  
derjenigen Elektronen zu suchen, die stabil einge-  
fangen werden.

Unter der Annahme eines geschätzten Feldverlaufs  
im Spalt wurden einige Bahnen des ersten Umlaufs  
der Elektronen berechnet und aufgezeichnet. Auf  
Einzelheiten der Ergebnisse soll hier nicht eingegangen  
werden, jedoch sei die Beobachtung hervorgehoben,

<sup>1</sup> Gemessen werden das Spannungs-Stehwellenverhältnis  $U_{\min}/U_{\max}$  und der Abstand  $x$  des Minimums von einer Bezugsebene (z.B. gegeben durch die Stellung „Null“ des Schlitzens der Meßleitung).  $U_{\min}/U_{\max}$  legt im Kreisdiagramm nach SMITH einen Radius,  $x$  einen Winkel zu einer Bezugsrichtung fest ( $x = \lambda/2$  entspricht dem Winkel  $2\pi$ ). Das Smith-Diagramm enthält ein Gitternetz, aus dem für jeden Punkt Real- und Imaginärteil der Impedanz am Ort der Bezugsebene abzulesen ist (s. [16, 17]).



daß die Lage des ersten Umlaufs stärker, als man es vermutet, von der Startrichtung der Elektronen und nicht so sehr von der Richtung des elektrischen Feldes während des restlichen Weges im Spalt abhängt.

Zur experimentellen Ermittlung der Entstehungs-orte wurden auf den gut polierten Öffnungsrandern durch Aufbringen winziger Pünktchen aus Hydrokollag (Aquadac) künstliche Emissionszentren erzeugt.

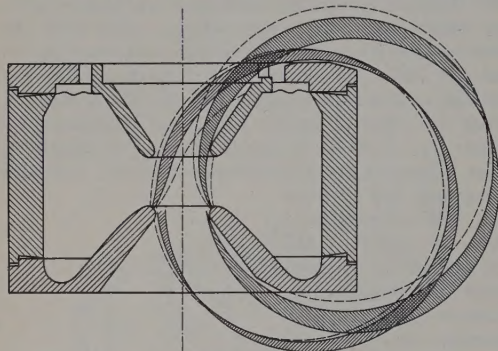


Abb. 12. Zur Ermittlung der Zonen am Resonatorrand, von denen stabile Elektronenbahnen ausgehen

Diese Zentren geben Ströme mit erheblich höherer Stromdichte ab als die Umgebung. Mit Hilfe beweglicher Blenden und Leuchtschirme wurde der räumliche Verlauf zahlreicher, von verschiedenen Zentren

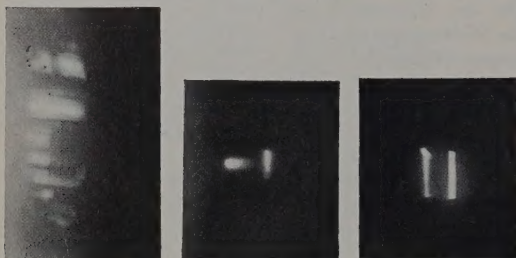


Abb. 13. Die vom inneren und äußeren Rand der Resonatoröffnung ausgehenden Elektronen auf dem 1., 2., und 9. Umlauf. (Photoplatte jeweils am fernsten Ort zum Resonator senkrecht in den Strahlengang gestellt.  $\frac{1}{4}$  der natürlichen Größe)

ausgehender Strahlenbündel auf dem ersten und auf späteren Umläufen ausgemessen. Die Resonatorspannung mußte bei diesen Versuchen vorsichtig erhöht werden, um zu vermeiden, daß sich gelegentlich auftretende Überschlüge einbrennen.

Das Ergebnis läßt sich folgendermaßen zusammenfassen. Fast alle Elektronen, die mehr als etwa 1,5 mm von der Mittelebene der Bahnen nach oben oder unten entfernt entstehen, gehen verloren: Der größte Teil geht bereits nach dem 1. Umlauf verloren, weil er beim Start eine zu große vertikale Geschwindigkeitskomponente erhalten hat, der Rest nach dem 2. oder 3. Umlauf, weil er die Resonatoröffnung entfernt von der Mittelebene passiert und hier eine zu starke elektrische Vertikalablenkung (§ 12) erfährt.

Den rekonstruierten Bahnverlauf von Elektronen in der Nähe der Mittelebene zeigt Abb. 12. Nur die Strahlen innerhalb der schraffierten Fläche leisten einen Beitrag zum Elektronenstrahl bei höheren Umläufen. Es gibt zwei nutzbare Emissionszonen, eine (auf den Maschinenmittelpunkt bezogene) innere

und eine äußere. Beide sind nur wenige zehntel Millimeter breit (und senkrecht zur Zeichenebene einige Millimeter hoch). Ihr Ort liegt nicht genau fest, sondern verschiebt sich um einige zehntel Millimeter Abhängigkeit von der Resonatorerregung und dem Magnetfeld. Die gestrichelten Linien veranschaulichen die Bahn solcher Elektronen, die beim 1. Umlauf verlorengehen. Aus ihnen ergibt sich ein Hinweis wie durch Änderungen der Resonatorform und Gestalt des emittierenden Randes Intensitätsgewinn zu erzielen sind.

Auch im weiteren Verlauf der Beschleunigung bilden die von der inneren und der äußeren Zone ausgehenden Strahlenbündel zwei völlig getrennte Bahnsysteme. Die Kreismittelpunkte der Bahnsysteme liegen auf zwei Geraden, die miteinander um die Achse durch den Resonator- und den Maschinenmittelpunkt kleine Winkel bilden. (Die Winkel hängen ebenso wie der Ort der Emissionszonen etwas wenig von der Resonatorerregung und dem Magnetfeld ab.) Das von der äußeren Zone herrührende System durchsetzt die Resonatoröffnung in Abb. 12 ausschließlich in der rechten Hälfte, das von der inneren herrührende in der linken Hälfte, wie man durch wahlweises Abdecken der Öffnungshälften zeigen kann. Die höheren Umläufe rücken von beiden Seiten dichter an die Resonatorachse heran. Abb. 13 zeigt Aufnahmen der beiden Bahnsysteme vom 1., 2. und 9. Umlauf in den vom Resonator am weitesten entfernten Punkten. Die Photoplatte wurden senkrecht in den Strahlengang gestellt. Beim 1. Umlauf ist das Bild zahlreicher, durch Ionenaufprall am Kegelrand im Lauf der Zeit entstandener Emissionspunkte erkennbar.

### § 10. Elektronen aus Feldemission

Polierte Kegel aus Messing zeigten praktisch dieselbe (verhältnismäßig schwache) Elektronenemission wie dieselben Kegel nach Herstellung eines galvanischen Überzugs aus Silber oder Rhodium. (Letzter Metall wurde wegen seines hohen Schmelzpunktes gewählt, s. u.) Überraschenderweise war diese Grundemission in weiten Grenzen von der Scheitelspannung im Resonator unabhängig. Der in einem Faradaykäfig mit 8 mm hoher und 4 mm breiter Öffnung auf dem ersten Umlauf eingefangene Impulsstrom betrug bei Scheitelspannungen zwischen 450 und 570 kV um jeweils entsprechend eingestelltem Magnetfeld durchweg etwa 10  $\mu$ A. Noch bei 150 kV sind genügend Elektronen vorhanden, um einen in den Strahl gerichteten Leuchtschirm aufleuchten zu lassen. Die Spannungsunabhängigkeit der Emission ist nicht mit dem Mechanismus der Feldemission nach der heute experimentell bestätigten Fowler-Nordheimschen Theorie [21] vereinbar, ebenso scheidet thermische Emission (Richardson-Formel) für die Erklärung aus. Vielleicht handelt es sich hier um eine Emission, die von KRAMER [22] beobachteten Exoelektronenemission verwandt ist.

Echte Feldemission setzt erst bei Feldstärken von 20 bis 40 MV/cm ein, d.h. sie kann im Mikrotronresonator nur an scharfen Spitzen und Kanten auftreten. Die zahlreichen Versuche zur Feldemission während der letzten 30 Jahre (vgl. R. H. GOOT E. W. MÜLLER, Handbuch der Physik [23]) zeigen, wie schwierig sie zu handhaben ist. Beim Mikrotron liegen einige günstige Voraussetzungen vor wie die



pulsbetrieb mit Impulsdauern von wenigen  $\mu\text{sec}$ , hohe Wechselfrequenz des elektrischen Feldes und überlagerte Magnetfeld, das den Ionenaufprall lindert. Dennoch entsprachen bisher die Ergebnisse nicht den Erwartungen.

Zur Untersuchung der Feldemission erhielt der innere Rand der Öffnung des Resonatorkegels in der Mittelebene ein Loch von  $0,4\text{ mm } \varnothing$  (Abb. 14), durch das während des Betriebes eine Nadel mit Spitze oder schmaler Frontschneide in den Hohlraum hineingeschraubt werden konnte. Durch ein Fernrohr wurde diese Stelle im Betrieb beobachtet und folgendes festgestellt.

Abb. 14. Vorrichtung zur Untersuchung der Feldemission aus dem Rand der Resonatoröffnung

Die erhöhte Emission, sondern durch das Auftreten Überschlügen an, die teils von der Nadel, teils am Rand des Loches, vorwiegend dem Gebiet bei A, zu sehen. Erst nach einem Überschlag ist erhöhte Emission zu beobachten, die auf dem Leuchtschirm im ersten Umlauf charakteristische Streifen, wie sie in Abb. 13 zu sehen sind, sichtbar werden läßt. Die Streifen erstrecken sich in der Höhe über einen Radius von 3 cm. Der von der Nadel herrührende Teil der Streifen wandert auf- oder abwärts beim Umdrehen der Nadel. Man kann durch Drehen einen hellen Streifen in die Mittelebene legen und dieses Strahlenbündel zur Weiterbeschleunigung ausnutzen. Läßt man die Nadel etwa in der Stellung stehen, in der ihre Spitze mit der Resonatoroberfläche abschneidet, dann klingen die Überschlüge langsam ab. Der verbleibende Emissionsstrom liegt bei 50 bis  $100\text{ }\mu\text{A}$  im Impuls (gemessen am erwähnten Faradaykäfig auf dem dritten Umlauf) und zeigt die für Feldemission erwartete Spannungsabhängigkeit. Es lassen sich jedoch durch Spannungserhöhung nur selten größere Stromwerte erzielen, ohne daß wieder Überschlüge einsetzen. Gleichwohl große Ströme haben überdies die Eigenschaft, langsam abzunehmen. Ähnliche Resultate wurden auch mit wesentlich feineren, z.B. durch Zugschmelze hergestellten Nadelspitzen erhalten.

Die genannten Erscheinungen sind so zu deuten: Das Hauptfeld des Öffnungsrandes zur Öffnungsrand des Resonator überlagert sich bei einem Einschnitt wie zwischen der Nadel und der Wand ein kräftiges elektrisches Feld, das Überschlüge am Rand der kleinen Öffnung und an der Nadeloberfläche knapp unterhalb der Nadelspitze (nicht an der Spitze selbst) auslöst. Durch die Überschlüge bilden sich raue Stellen und Stellen submikroskopischer Größe, die zur Feldemission führen. Die unterschiedlichen Startrichtungen der Elektronen geben den Anlaß zu der bemerkenswerten großen Höhenverteilung der Streifen auf dem Leuchtschirm. Hohe Emissionsströme klingen ab, weil die zugehörige Mikroschmelze infolge der Strandaufheizung verdampft. Es erscheint daher wahrscheinlich, die Öffnungsänderungen mit einem gut leitenden Metall mit hohem Siedepunkt zu überziehen.

Überschlüge treten ein, wenn durch die Aufheizung der Mikroschmelze während des Impulses der Siedepunkt des Metalles überschritten wird. Das zeigt sich auch darin, daß sehr oft bei einer Vergrößerung der Impulsdauer (z.B. von 1 auf  $2\text{ }\mu\text{sec}$ ), dagegen nicht der Impulsfrequenz, Überschlüge einsetzen.

Für den praktischen Betrieb des Mikrotrons eignet sich nach unseren Erfahrungen am besten folgender Weg: Der hochpolierte innere Resonatorrand erhält an der als „wirksame Emissionszone“ erkannten Stelle ( $3\text{ mm hoch} \times 0,3\text{ mm breit}$ ) einen dünnen Überzug aus Hydrokollage, der sich durch häufige Überschlüge

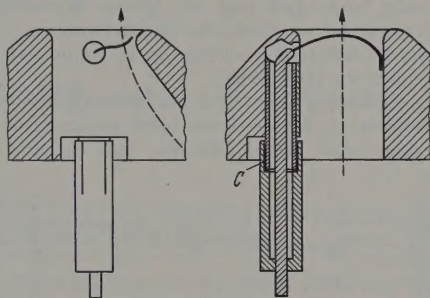


Abb. 15. Glühkathode am inneren Rand der Resonatoröffnung in der Schnittansicht von oben und von der Seite. Die  $\lambda/2$ -Tasche ist in der Mitte durch den Kondensator C galvanisch unterbrochen. Gestrichelt ist die Elektronenbahn am Ende des ersten Umlaufs

bei langsam gesteigerter Resonatorspannung formiert. Dabei bilden sich zahlreiche Mikroschmelzen und man erhält nach dem Abklingen der Überschlüge stabile Emissionsströme von 100 bis  $200\text{ }\mu\text{A}$  im Impuls auf dem dritten Umlauf<sup>1</sup>.

### § 11. Elektronen aus Glühemission

Glühkathodenemission kann man beim Mikrotron auf zweierlei Weise anwenden, erstens in Verbindung mit einer Elektronenkanone, zweitens, indem man die Kathode dem Hf-Feld direkt aussetzt. Dem Bau einer leistungsfähigen Elektronenkanone stehen gewisse Schwierigkeiten entgegen, die unten genauer beschrieben werden. Wir zogen es deshalb vor, zunächst den zweiten Weg zu erproben.

Ein am inneren Rand der Resonatoröffnung befindlicher Tantaldraht von  $0,4\text{ mm}$  Durchmesser diente als Glühkathode (Abb. 15). Er muß direkten oder kapazitiven Kontakt zur Resonatorwand haben, damit kein zu kräftiges, mit Überschlügen verbundenes Quersfeld zwischen dem Draht und der Wand auftritt (dieser Punkt machte anfangs Schwierigkeiten). Daher wurde er auf der einen Seite in ein Kupferröhrchen gequetscht und an der Resonatorwand angelötet, auf der anderen durch eine  $\lambda/2$ -Tasche mit galvanischer Trennung in der Mitte (Kondensator C) herausgeführt. Der erreichte Impulsstrom auf dem dritten Umlauf betrug  $500\text{ }\mu\text{A}$ .

<sup>1</sup> Es sei an dieser Stelle auch auf die Methode der sog. „Temperatur- und Feldemission“ hingewiesen, die in den letzten Jahren vor allem von DYKE u. Mitarb. [24] untersucht wurde und vielleicht sehr viel höhere Emissionsströme ermöglicht. Diesen Autoren gelang es, aus einer elektrisch geheizten Wolframspitze im Impulsbetrieb ( $1\text{ }\mu\text{sec}$ ,  $300\text{ Hz}$ ) während 200 Betriebsstunden einen Impulsstrom von  $200\text{ mA}$  zu ziehen, ohne daß die Spitze eine Veränderung aufwies. Bei der Übertragung dieser Versuchsanordnung auf das Mikrotron bringt das Problem der Heizung der Spitze, die guten Hochfrequenzkontakt zur Resonatoroberfläche haben muß, allerdings technische Schwierigkeiten mit sich.



Das durch den Heizstrom im Draht hervorgerufene Magnetfeld führte zu einer merklichen Vertikalabweichung der Elektronenbahnen. Bei 50 Hz-Tastung des Magnetrons ließ sie sich in einfacher Weise durch zeitliches Zusammenlegen des Tastimpulses mit dem Nulldurchgang des Heizungswechselstromes vermeiden. Später wurde für andere Tastfrequenzen mit Gleichstrom geheizt und der Einfluß auf die Elektronenbahnen durch ein in der Nähe des Resonators vertikal bewegliches Eisenstückchen kompensiert.

Ein Vorteil der Glühemissions- gegenüber der Feldemissionsmethode ist die bessere Konstanz des Stromes über sehr lange Zeit und die höhere Stromstärke, ein Nachteil der umständliche Heizfadenwechsel (der andererseits nur selten notwendig ist, wenn man den Draht nicht zu hoch heizt).

Die Rechnung zeigt, daß ein wesentlich höherer Impulsstrom als der erreichte nicht zu erwarten ist, denn man muß berücksichtigen, daß die für den

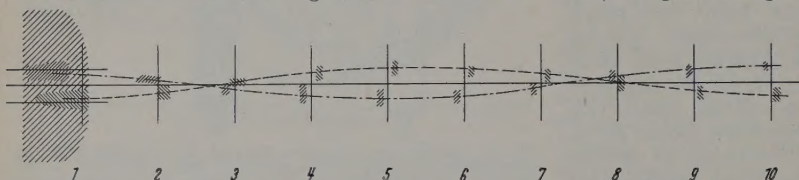


Abb. 16. Vertikale Bewegung der vom inneren und äußeren Resonatorrand ausgehenden Elektronenstrahlen bis zum 10. Umlauf. Die senkrechten Striche deuten die auf den Resonatormittelpunkt bezogene theoretische Lage jedes Umlaufs an, die waagerechten Striche beim 1. Umlauf die Höhe der Resonatoröffnung

Elektroneneinfang wirksame Emissionsoberfläche sehr klein ( $< 1 \text{ mm}^2$ ) ist und die zum Einfang führende Emissionszeit in jeder Hf-Periode nur etwa  $\frac{1}{10}$  der Periodendauer beträgt. Auch der Vorschlag der englischen Mikrotrongruppe [25], den ganzen Rand der Resonatoröffnung zur Glühemission zu bringen, läßt aus diesen Gründen nicht viel höhere Ströme erwarten, denn die wirksamen Emissionszonen des Randes sind nur wenig größer (§ 9). Ein gewisser Fortschritt ist vielleicht mit Hilfe von Oxydkathoden zu erzielen.

Welche Möglichkeiten ergeben sich demgegenüber mit einer Elektronenkanone? Die Anwesenheit des starken Magnetfeldes zwingt dazu, hohe Einschießspannungen (z. B. 100 kV) zu verwenden und die Kanone sehr dicht an die Resonatoröffnung heranzubringen. Hier darf sie aber den späteren Umläufen nicht im Wege stehen und muß trotzdem die Teilchen nach Ort und Richtung genau definiert einschleusen. Die Kanone kann daher — auf Kosten ihrer Ergiebigkeit — nur sehr klein ausgeführt werden. Erst bei Einschießspannungen  $> 300 \text{ kV}$  ergeben sich dadurch neue Möglichkeiten, daß die Elektronenkanone neben dem Resonator (in Richtung Maschinenmittelpunkt) aufgestellt werden kann, wo etwas mehr Platz zur Verfügung steht. Hierzu hat SCHMELZER [6] den beachtenswerten Vorschlag gemacht, die Kanone in der Form eines zweiten, auf die gleiche Spitzenspannung erregten Resonators auszuführen, der auf der Bahn des ersten Umlaufs steht. In einer Vorarbeit [26] wurde bereits gezeigt, daß es bei direkter Kopplung des zweiten Hohlraums an den ersten möglich ist, unter Erhaltung der Phasenbeziehung die Amplituden getrennt auf den gewünschten Wert einzustellen. Die Versuche konnten nicht abgeschlossen werden, weil der Sender noch nicht die volle Leistung lieferte. Sie werden aber demnächst fortgesetzt. Wir erwarten,

dem maximal erreichbaren Strom im Mikrotron (mit dieser Versuchsanordnung wesentlich näher kommen.

## V. Bahnstabilität

### § 12. Räumliche Fokussierung

Im homogenen Magnetfeld besteht Fokussierung nur in der Bahnebene, aber nicht senkrecht dazu. Eine geringe magnetische Vertikalfokussierung läßt sich beim Mikrotron erreichen, wenn man den Resonator weit nach außen an eine Stelle setzt, wo das Magnetfeld soeben abzufallen beginnt. Diese Möglichkeit wurde hier nicht untersucht. Zumal für eine kleine Maschine ist die durch die Linsenwirkung des Spaltes entstehende elektrische Vertikalfokussierung von größerer Bedeutung. Sie wurde unter vereinfachten Annahmen von BELL [13] berechnet, die zeigte, daß sie wie  $(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$  ( $\beta$  = Teilchengeschwindigkeit/Lichtgeschwindigkeit) abnimmt, und daß die Bahnen in einem Mikrotron mit  $\lambda/d = 10$ ,  $\epsilon_r = 1$  zwischen 1,5 und 30 MeV etwa 20 vertikale Oszillationen machen, die sich verdoppelnder Amplitude ausführen.

Auf folgende Weise kann man die experimentelle Bestätigung solcher Oszillationen während der ersten 10 Umläufe. Am inneren

Emissionsrand des Resonators (vgl. Abb. 12) wurde knapp unterhalb, am äußeren knapp oberhalb der Bahnebene (= Zeichnungsebene) Emissionszentren anbracht. Auf einem Leuchtschirm, der entlang der Linsen Resonator-Maschinenmittelpunkt bewegt wurde, schienen daraufhin die in Abb. 16 nach der Beobachtung skizzierten Bilder der einzelnen Umläufe. Jeweils der linke Leuchtfleck jedes Umlaufs rührt von den am äußeren Rand, der rechte von den am inneren Rand entstandenen Elektronen her. Die waagerechten Linien beim 1. Umlauf deuten die Höhe der Resonatoröffnung. Man erkennt das Auf- und Abwandern der Bahnen um je zwei vertikale Brennpunkte: beim 2. bis 3. und beim 7. bis 8. Umlauf. Eine genauere Analyse zeigt die Feinheit noch, daß der Beschleunigungsspalt für das äußere Bahnsystem eine etwas kürzere Brennweite besitzt als für das innere. Man erkennt ferner die sehr großen vertikalen Amplituden beim 5. bis 6. Umlauf, die zu merklichen Elektronenverlusten führen und die Bellsche Theorie der schwach anwachsenden Amplituden bis dahin bestätigen<sup>1</sup>.

Bei anderen Formen des Resonatorrandes, insbesondere bei einem kleineren Durchmesser der Linsen, ergaben sich größere Brennweiten; in einem Falle lag z. B. der erste Brennpunkt beim 3. bis 4. Umlauf, während der zweite bis zum 10. Umlauf nicht auffindbar war. Die Beobachtung des zweiten Brennpunktes ist erschwert, wenn Elektronen aus mehreren Emissionszentren, für die verschiedene

<sup>1</sup> Aus den Versuchen ergibt sich ein Hinweis, wie man vielleicht die Verluste beim 5. bis 6. Umlauf vermindern kann. Man setzt in den Brennpunkt beim 2. oder 3. Umlauf eine schwache magnetische Quadrupol-Zerstreuungslinse, die das Strahlenbündel in der Vertikalen parallel macht. Die gleichzeitig fokussierende Wirkung der Linse in der Bahnebene wird sich möglicherweise nicht schädlich auswirken, weil sie durch Phasenfokussierung (§ 13) aufgefangen wird.



okussierungsbedingungen bestehen; durcheinander rufen. Ein Versuch, an Stelle der kreisrunden Öffnung im Resonator eine senkrecht stehende längliche zu wählen, war erfolglos; die Vertikalfokussierung war bei so schwach, daß die Mehrzahl der Elektronen auf den ersten Umläufen verlorenging.

Bei der Versuchsanordnung nach Abb. 7, bei der die Hf-Energie dem Resonator von unten durch eine Bohrung im Magnetpol zugeführt wird, zeigten die Elektronenbahnen die Tendenz, im Verlauf der Beschleunigung nach oben auszuwandern. Es waren daher Magnetfeldkorrekturen notwendig, die wieder mit einem Eisenstückchen im Resonator ausgeführt wurden. Die durch die Bohrung im Magnetpol bedingte Feldstörung war zu klein, um das Auswandern der Elektronen zu erklären. Als Ursache wurde schließlich das inhomogene Magnetfeld erkannt, das durch die Einkopplung des fließenden Stroms in der Resonatorbohrung hervorgerufen wird.

Es zeigte sich nämlich eine Abhängigkeit der notwendigen Feldkorrektur von der Resonatorerregung, die sich durch den unterschiedlichen Phasenwinkel zwischen dem Nulldurchgang des Schleifenstromes und dem Elektronendurchtritt durch den Spalt erklären läßt. Bei Einkopplung von der Seite, in der Ebene der Elektronenbahnen, stört das von der Schleife ausgehende Hf-Magnetfeld nicht. Entsprechende Überlegungen gelten sicher auch für die Lochkopplung, das ist ebenfalls die Rotationssymmetrie des Feldes im Resonator stört.

### § 13. Phasenfokussierung und Variationsbereich für die Energie

Abb. 17 zeigt in der gleichen Art wie Abb. 16 die Phasenfokussierung beim äußeren Bahnsystem für einen typischen Betriebszustand. Man erkennt einen Phasenknotenpunkt, d.h. geringe horizontale Ausdehnung des Leuchtflecks, beim 3. und beim 7. Umlauf. Größer sind die mit dem Faradaykäfig jeweils an der hellsten Stelle der Leuchtflecke gemessenen Ströme in relativen Einheiten angegeben. Die größten Verluste an Teilchen infolge verkehrter Phase treten zwischen dem 1. und 2., dem 4. und 6., und jenseits des 8. Umlaufs auf, also etwa dort, wo auch die Vertikalfokussierung Höchstwerte annimmt. Besonders deutlich zeigt sich die Phaseninstabilität zwischen dem 4. und 5. Umlauf, wo der recht lange „Schwanz“ der verkehrte laufenden Elektronen nach nur einem Spaltübergang von der Seite höherer zur Seite niedriger Energie, verglichen mit dem Sollteilchen, wechselt. Der scheinbare Intensitätsanstieg vom 2. zum 3. Umlauf erklärt sich aus der geringen Breite (4 mm) der Eintrittsöffnung des Faradaykäfigs.]

Während die Vertikalschwingungen vom Betriebszustand nur wenig abhängig sind, ändert sich das Bild der Phasenfokussierung (die Länge und Stärke des Schwanzes der Leuchtflecken) sehr rasch bei einer Änderung der Resonatorerregung oder der Magnetfeldstärke. Nach SCHMELZER [6] und HENDERSON [9] ist phasenstabile Beschleunigung möglich, wenn die vom Maximum der Spannung ab gerechnete

Resonanzphase  $\varphi_r$  innerhalb der Werte

$$0 < \varphi_r < 32^\circ$$

liegt. Diesem  $\varphi_r$ -Bereich entspricht z.B. bei der Resonanz-Beschleunigungsenergie  $E_r = e_r \cdot m_0 c^2 = 511$  keV der Bereich der Scheitelspannung

$$511 < U_m < 607 \text{ kV}$$

(da  $e U_m = E_r / \cos \varphi_r$  ist). Wie HENDERSON u.a. [2] zeigten, erhält man auch umgekehrt bei festgehaltenem

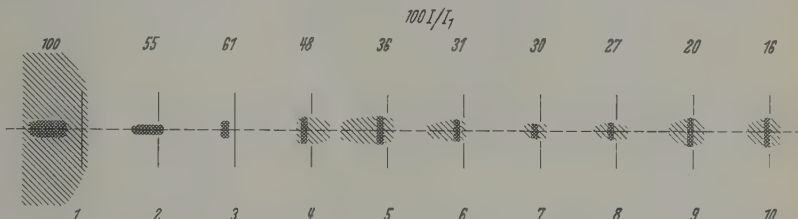


Abb. 17. Phasenfokussierung der vom äußeren Resonatorrand ausgehenden Elektronen. Die Zahlen der oberen Zeile geben die relative Stromstärke an, gemessen mit einem Faradaykäfig mit der Öffnung Höhe  $\times$  Breite =  $8 \times 4$  mm an der hellsten Stelle der Leuchtflecken

$U_m$  und Variation von  $E_r$  [durch Änderung der magnetischen Induktion  $B_r$ , s. Gl. (2)] einen Stabilitätsbereich von gleicher Größenordnung, für  $U_m = 560$  kV z.B. den Bereich

$$470 < E_r < 560 \text{ keV.}$$

Diese Feststellung hat große praktische Bedeutung und besagt, daß die Energielücken beim Mikrotron

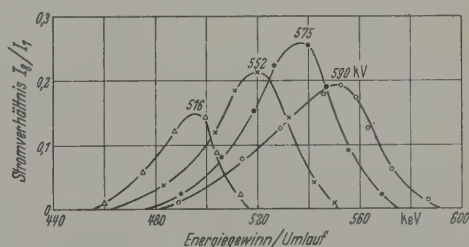


Abb. 18. Stromstärke auf dem 8. Umlauf in Abhängigkeit von der Resonanzenergie  $E_r$  (= mittlerer Energiegewinn je Umlauf). Parameter ist die Resonator-Scheitelspannung  $U_m$

mit zunehmender Umlaufzahl immer kleiner werden und oberhalb 2,5 MeV verschwinden, sofern man über den ganzen Bereich von  $E_r$  einen ausreichenden Strahlstrom erzielen kann. Die Forderung nach ungefähr gleichbleibendem Strahlstrom ist aber nach der Hendersonschen Messung, bei der  $U_m$  unverändert blieb, nicht erfüllt. Deshalb wurde hier die Frage untersucht, ob vielleicht bessere Ergebnisse bei gleichzeitiger Veränderung von  $U_m$  und  $E_r$  zu erreichen sind.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 18, in welcher der Quotient  $I_8/I_1$  der Strahlströme auf dem 8. und 1. Umlauf in Abhängigkeit von  $E_r$  für verschiedene  $U_m$  dargestellt ist. Die Umhüllende der Kurven gibt an, welche Ströme (bei konstantem Emissionsstrom) zu erzielen sind, wenn man sich die Mühe macht, bei jeder Magnetfелеinstellung den Hohlraumresonator auf die richtige Spannungsamplitude einzustellen. Definiert man als Energielücken die Bereiche, in denen der Strom auf weniger als  $1/3$  des Höchststromes absinkt, dann verschwinden die Lücken praktisch von 3 MeV



an. Beim Arbeiten mit Feldemission ist allerdings noch die Abhängigkeit des Emissionsstromes von der Resonatorerregung zu beachten.

## VI. Diskussion

Als Ergebnis der vorliegenden Arbeit können jetzt die Vorzüge des Mikrotrons, aber auch seine Grenzen, im Vergleich zu den konkurrierenden Elektronenbeschleuniger-Typen, dem Linearbeschleuniger, dem Betatron und dem Synchrotron, genauer beurteilt werden als früher.

Unter den Vorzügen des Mikrotrons sticht am meisten seine Einfachheit im Aufbau hervor, sofern man sich auf das Grundmodell mit Feldemission und nicht allzu hohe Energien beschränkt. Es ist der einzige Beschleunigertyp, der mit üblichen Laboratoriumshilfsmitteln und geringem Geldaufwand gebaut werden kann. Mit dem Linearbeschleuniger hat es die leichte Herausführbarkeit des Strahles gemeinsam: Die Bahnen verlaufen auf der dem Resonator abgekehrten Seite weit voneinander getrennt und erlauben die Anwendung eines Eisenkanals zur Abschirmung des Magnetfeldes; bei Verwendung eines Kunstgriffs (vgl. H. REICH [18]) ist es sogar möglich, die Elektronen unabhängig von ihrer Energie am gleichen Ort und in der gleichen Richtung herauszuführen. Mit dem Betatron und dem Synchrotron zugleich erreicht das Mikrotron die durch den Magneten bedingte hohe Energieschärfe, wobei es diese beiden Typen hinsichtlich der Konstanz über lange Zeit noch übertrifft, weil magnetische Gleichfelder besser zu stabilisieren sind als Wechselfelder.

Der mit einem Mikrotron bei niederen Energien theoretisch erreichbare Strom steht dem Strom bei Linearbeschleunigern nicht viel nach, gewisse Schwierigkeiten bereitet jedoch die Frage der Injektion dieses Stromes. Mit Feldemission aus kalter Kathode lassen sich, wie es scheint, im stabilen Dauerbetrieb höchstens Impulsströme von einigen  $10^{-4}$  A (mittlere Ströme von einigen  $10^{-7}$  A) auf den ersten Umläufen erzielen. Nur wenig höhere Ströme gewinnt man mit Glühkathodenemission im Hf-Feld, dagegen sind gute Ergebnisse bei Verwendung einer Elektronenkanone mit hoher Einschußspannung, z. B. in der Form eines zweiten Hohlraumresonators, zu erwarten<sup>1</sup>. Ob die vor einigen Jahren gefundene Methode der Feldemission bei erhöhter Temperatur der Kathode (§ 19 Fußnote) hier zum Erfolg führt, bleibt abzuwarten. Der Übergang zu höheren Energien ist beim Mikrotron mit Teilchenverlusten verknüpft, weil anfangs noch viele Teilchen mitlaufen, deren Startphase instabil ist, und weil die vertikalen Schwingungsamplituden ein wenig anwachsen. Außerdem können sehr geringe örtliche Magnetfeldfehler zu Teilchenverlusten führen. Der Teilchenstrom sinkt nach 10 Umläufen meist bis auf den dritten oder vierten Teil des Stromes auf dem 2. Umlauf. Der von AITKEN und JENNINGS [25] bei einem 29 MeV-Mikrotron auf dem 57. Umlauf gemessene Strom läßt vermuten, daß der Teilchenstrom bis dahin um etwa eine weitere Zehnerpotenz sinkt.

<sup>1</sup> Anmerkung bei der Korrektur. Aus Stockholm erreicht uns die Nachricht, daß bei dem dortigen, als Injektor für eine große Maschine dienenden Mikrotron mit einer kleinen 80 kV-Kanone ein Impulsstrom von 20 mA auf dem 10. Umlauf erreicht wurde. (O. WERNHOLM, private Mitteilung.)

Eine charakteristische Schwierigkeit für Zählexperimente an Maschinen, aus denen die Strahlung in kurzen Impulsen herauskommt, ist das Auftreten von Zählverlusten. Das zeitliche Auflösungsvermögen gewöhnlicher Zählapparaturen reicht nicht aus, um mehrere während eines Impulses eintreffende Teilchen getrennt zu registrieren. Es gibt zwei Wege, um die Schwierigkeit zu überwinden. Der erste besteht in einer Vergrößerung der Impulslängen (bei Verminderung momentanen Intensität). Magnetrons, die weit unter Nennlast betrieben werden, gestatten heute die Anwendung von Impulslängen bis zu etwa 8  $\mu$ sec, m. Betatrons und Synchrotrons dagegen erreicht man Impulslängen von mehreren Hundert  $\mu$ sec, allerdings unter gewissem Verzicht auf die Energieschärfe der Elektronen. Der zweite nur für Mikrotrons und Linearbeschleuniger in Frage kommende Weg besteht in einer Erhöhung der Impulsfrequenz (bei Verkürzung der Impulslängen und unter Verzicht auf die Auflösung der Strahlungsimpulse). Die übliche Magnetronerregung mit  $500 \text{ Hz} \times 2 \mu\text{sec}$  kann ohne weiteres in Erregungen mit  $2000 \text{ Hz} \times 0,5 \mu\text{sec}$  oder  $3000 \text{ Hz} \times 0,3 \mu\text{sec}$  umgewandelt werden. Ein Vorteil des zweiten Weges ist, daß sehr einfache Zählgerätschaften mit beliebig geringem Auflösungsvermögen Verwendung finden können, ein Nachteil die Verringerung der mittleren Strahlintensität und die Begrenzung der maximal erreichbaren Energie, weil die Impulslänge nicht mehr groß gegen die Elektronenlaufzeit (§ Gl. (11)) ist. Bei einem Mikrotron für  $\lambda = 10 \text{ cm}$ ,  $a = 2$ ,  $\varepsilon_r = 1$  beträgt die Laufzeit bei 20 MeV z. B. 0,29  $\mu\text{sec}$ .

Die mit einem Mikrotron bei Verwendung der üblichen Impulslänge erreichbare Energie ist in erster Linie aber nicht, wie es nach einer Arbeit von PORRECA [12] scheinen mag, durch die Elektronenlaufzeit begrenzt, sondern durch die nicht vermeidbaren Inhomogenitäten des Magnetfeldes (§ 3). Wenn man einen gewissen Energiewert, der für den genannten Mikrotrontyp im Gebiet um 20 MeV liegt, überschreiten, dann wird das Mikrotron sehr rasch zu einer komplizierten Maschine, weil ein hoher Aufwand an Präzision für den Magneten und an Feldkorrekturen notwendig wird. Mit Hilfe einer der Methoden, die höhere Induktionen anzuwenden erlauben (s. § 1), kann man wohl etwas weiter kommen. Bezüglich der maximal erreichbaren Energie ist das Mikrotron gegenüber anderen Beschleunigertypen jedoch auch dann noch unterlegen. Aus diesem Grunde wurde die Weiterentwicklung des Mikrotrons zu einer großen Maschine an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (zugunsten des Synchrotrontyps) aufgegeben.

Schließlich sei erwähnt, auf welchen Gebieten Mikrotrons heute Anwendung finden können. Das Mikrotron der Grundform mit Feldemission liefert genügend Strom für alle Experimente, bei denen es sich um die Zählung von Teilchen handelt, dagegen nicht für solche Versuche, bei denen makroskopisch wirksame Effekte an der bestrahlten Substanz ausgelöst werden sollen. Bei Energien bis zu 5 MeV eignet es sich daher für die Untersuchung der elektromagnetischen Wechselwirkung von schnellen Elektronen mit Bremsstrahlung mit Materie. (Elektronen-Bremsstrahlung und -Streuung; Comptoneffekt, Paarbildung usw.) Bei Energien bis zu 20 MeV kommt als weitere Anwendung die Präzisionsbestimmung der Schwellenwerte vieler



photoreaktionen und Kernanregungsniveaus, und Lösung zahlreicher dosimetrischer Probleme in, denn die Dosisleistung in Strahlrichtung steigt gleichem Elektronenstrom etwa mit der 3. Potenz Energie. Wegen seiner Billigkeit besitzt dasotron für die Ausbildung in Kerntechnik an Hoch-Ingenieurschulen Bedeutung. Nach dem Einbau leistungsfähigen Elektronenkanone mit hoher schußspannung erscheint das Mikrotron geeignet, den zahlreichen Gebieten in der Medizin und Tech-Anwendung zu finden, die bisher dem Betatron Linearbeschleuniger vorbehalten waren.

### Zusammenfassung

Nach einer Diskussion der theoretischen Möglich- und Grenzen des Mikrotrons wird über die hungen berichtet, die beim Bau und der Erpro- eines Modells für eine Energie von 5 MeV unter endung einer Wellenlänge von 10,7 cm und einer etischen Induktion von  $10^{-5}$  Vsec/cm<sup>2</sup> ( $\approx 1000$  G) mmt wurden. Mit dem Ziel, den Elektronen- n zu erhöhen, wurde die Elektronengewinnung h Feldemission untersucht. Die höchste, im kon- en Dauerbetrieb erreichbare Impuls-Stromstärke ei etwa 0,2 mA auf den ersten Umläufen und war g durch die Hf-Leistung, sondern durch das Ein- n von Überschlägen begrenzt. Etwas ergiebiger lühkathoden-Emission (0,5 mA Impulsstrom). bei Verwendung einer Kanone mit hoher Ein- ßspannung sind Impulsströme zu erwarten, die n eines Linearbeschleunigers vergleichbar sind<sup>1</sup>. lektrische und die Phasenfokussierung wurden immentell geprüft und mit der Theorie verglichen. Phasenfokussierung erlaubt schon etwa vom nlauf (3 MeV) an bei gleichzeitiger Veränderung Magnetfeldes und der Resonatorerregung ein enloses Überstreichen des gesamten Energiebe- es. Zum Schluß werden die Vor- und Nachteile Mikrotrons gegenüber anderen Beschleunigern tiert.

Herrn Professor Dr. H. FRÄNZ danke ich für sein esse an der Arbeit und zahlreiche Diskussionen, Siehe Fußnote S. 492.

Herrn Dipl.-Phys. R. THIELE für die Mithilfe bei einem Teil der Messungen. Herrn Technischen Inspektor S. DEIKE bin ich für den Bau und die Erprobung der elektronischen Einrichtungen zu Dank verpflich- tet. Verschiedene Meßeinrichtungen für das Mikrotron wurden mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemein- schaft beschafft, der dafür an dieser Stelle ebenfalls gedankt sei.

**Literatur:** [1] REDHEAD, P. A., H. LE CAINE and W. J. HENDERSON; *Canad. J. Res. A* **28**, 73 (1950). — [2] HENDERSON, C., F. F. HEYMANN and R. E. JENNINGS; *Proc. Phys. Soc. Lond. B* **66**, 654 (1953). — [3] KAISER, H. F., and W. T. MAYES; *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 565 (1955). — [4] VEKSLER, V.: *J. Phys. (Mosk.)* **9**, 153 (1945); für SCHWINGER vgl. L. I. SCHIFF; *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 6 (1946); J. ITOH and D. KOBAYASHI; *Sci. Pap. Osaka Univ. Nr. 12* (1949). — [5] ROBERTS, A.: *Ann. Phys., N.Y.* **4**, 115 (1958). — [6] SCHMELZER, CH.: *Z. Naturforsch.* **7a**, 808 (1952). — [7] AITKEN, D. K.: *Proc. Phys. Soc. Lond. A* **70**, 550 (1957). — [8] PAULIN, A.: *Nucl. Instrum.* **5**, 107 (1959). — [9] HENDERSON, C., F. F. HEYMANN and R. E. JENNINGS; *Proc. Phys. Soc. Lond. B* **66**, 41 (1953). — [10] KAISER, H. F.: *J. Franklin Inst.* **259**, 25 (1955). — [11] REICH, H.: *Nuclear Instrum.* **3**, 97 (1958). — [12] PORRECA, F.: *Nuovo Cim.* (10) **11**, 283 (1959). — [13] BEIL, J. S.: *Proc. Phys. Soc. Lond. B* **66**, 802 (1953). — [14] Siehe z. B. C. KIKUCHI and V. W. COHEN; *Phys. Rev.* **93**, 394 (1954). — [15] GLASOE, G. N., and J. V. LEBACQZ: *Pulse Generators. MIT Radiation Laboratory Series, Vol. 7*, p. 152. New York 1948. — [16] Siehe z. B. H. H. MEINKE u. F. W. GUNDLACH: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Berlin 1956. — GINTON, E. L.: *Microwave Measurements*. New York 1957. — TSICHER, F. J.: *Mikrowellen-Meßtechnik*. Berlin 1958. — [17] RAYAN, G. L.: *Microwave transmission Circuits. Rad. Lab. Ser., Vol. 9*, p. 356, 466, 514. New York 1948. — [18] MONTGOMERY, C. G.: *Technique of Microwave Measurements. Rad. Lab. Ser., Vol. 11*, p. 320. New York 1948. — [19] REICH, H.: *Z. Naturforsch.* **13a**, 803 (1958). — [20] PAULI, H.: *Ann. Phys., Lpz.* (4) **65**, 274 (1921). — [21] FOWLER, R. H., and L. NORDHEIM; *Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A* **119**, 173 (1928). — [22] KRAMER, J.: *Naturwissenschaften* **41**, 160 (1954). — *Acta phys. Austriaca* **10**, 327 (1957). — [23] Good jr., R. H., u. E. W. MÜLLER; *Handbuch der Physik*, Bd. 21, S. 176. Berlin 1956. — [24] DYKE, W. P.: *Proc. Inst. Radio Engrs.* **43**, 162 (1955). — DYKE, W. P., and W. W. DOLAN: *Field Emission. Adv. Electronics*, Vol. 8. New York 1956. — [25] AITKEN, D., and R. E. JENNINGS; *Nature*, Lond. **181**, 1726 (1958). — [26] Vgl. Kurzbericht H. REICH u. J. TRIER; *Phys. Verh.* **8**, 83 (1957). — [27] ZORIN, D. M., O. S. MILOVANOV and A. V. SHALNOV; *J. nucl. Energy* **7**, 264 (1958).

Dr. HERBERT REICH, Braunschweig  
Physikalisch-Technische Bundesanstalt

## Verfahren zur Analyse der magnetischen Vorgeschichte einer ferromagnetischen Meßprobe mit Hilfe des Preisach-Diagrammes

Von HORST SEIDEL

Mit 17 Textabbildungen

(Eingegangen am 24. Mai 1960)

### 1. Einleitung

Bei ferromagnetischen Stoffen hängt die Induktion nicht nur von der augenblicklichen Feldstärke  $H$  ab, sondern auch von der magnetischen Vorgeschichte. Kann jede Kombination von  $B$  und  $H$  vorkommen, innerhalb der Grenzschleife (Hystereseschleife bei Ueuerung zwischen positiver und negativer Sättigung) liegt. Auch die Angabe von  $H$  und  $B$ , also des Endpunktes im  $H$ - $B$ -Diagramm, legt den Zustand eindeutig fest. In Abb. 1 ist an einem Beispiel dargestellt, wie verschiedene Vorgeschichten zu demselben Punkt  $P$  der  $H$ - $B$ -Ebene führen und trotzdem

ein unterschiedliches Verhalten bei späteren magnetischen Prozessen bewirken. Der Punkt  $P$  kann sowohl vom abmagnetisierten Zustand aus über die Neukurve  $n$  als auch von der Grenzschleife  $g$  über eine Sekundärschleife  $s$  erreicht werden. Erhöht man später die Feldstärke, so wird im ersten Fall die weitere Neukurve  $n'$  durchlaufen, im zweiten Fall zunächst der Sekundärschleifenast  $s'$  und dann die Fortsetzung der Grenzschleife  $g'$ , wobei in dem beliebig wählbaren Punkt  $Q$  ein scharfer Knick der Funktion  $B(H)$  auftritt. Bestimmte Merkmale der Vorgeschichte werden also in der ferromagnetischen Probe gespeichert. Sie







Preisach-Diagramm erfaßt nur die irreversiblen Vorgänge. Zusätzlich zu den irreversiblen Bezirken Rechteckschleife müssen also noch Bezirke angenommen werden, die für den reversiblen Teil der Magnetisierung verantwortlich sind.

Ursprünglich wurde das Preisach-Modell nur zur Erklärung des von RAYLEIGH 1887 gefundenen Gesetzes der Magnetisierung in schwachen Feldern herangezogen. Wie an anderer Stelle gezeigt wird [2], führt Preisach-Diagramm zum Rayleigh-Gesetz, wenn man annimmt, daß die Belegungsdichte in der Umgebung des Nullpunktes der  $H_b$ - $H_m$ -Ebene einen konstanten endlichen Wert hat. NEEL [3] hat diese Annahme später begründet, indem er von einem verteilten Modell ausging, welches die heutigen Kenntnisse von den Mikroprozessen im Ferromagnetikum berücksichtigt. In den letzten Jahren ist bei Untersuchungen des Hystereseverhaltens spezieller Werkstoffe vielfach auf das Preisach-Modell zurückgegriffen worden, und man hat mit seiner Hilfe eine Reihe experimenteller Befunde gedeutet [4] bis [6]. Dabei werden jedoch hauptsächlich Wechselstromvorgänge betrachtet, bei denen die Vorgeschichte in erster Näherung nur mit einem Parameter eingeht. SCHWANTKE hat dagegen auch kompliziertere Probleme der magnetischen Vorgeschichte, wie sie beim Magnettonaufnahmen auftreten, an Hand des Preisach-Diagrammes versucht. Daß sich ganz allgemein die Grundzüge magnetischen Hysteresis bei schwachen wie auch starken Feldern in das Preisach-Diagramm einordnen lassen, haben FELDTKELLER u. WILDE [8] gezeigt.

### 3. Die Vorgeschichte im Preisach-Diagramm

Als ein von der Vorgeschichte unabhängiger Ausgangszustand kann die pauschale Sättigung  $M_s$  der Probe gewählt werden. Die Vorgeschichte wird dann durch die Funktion  $H(t)$  von der letzten Magnetisierung bis zur Gegenwart. Daß das Zeitmaß dabei eine Rolle spielt, ist bereits im Begriff der Hysteresis enthalten. Merkbare Nachwirkungserscheinungen werden wir hier aus.

Im Preisach-Diagramm geht die Vorgeschichte in den mittleren Bereich ein, der durch zwei  $45^\circ$ -Fronten in den Bereichen eindeutiger Magnetisierung abgegrenzt wird (Abb. 3). Für alle Bezirke dieses Bereiches liegt die augenblickliche Feldstärke  $H$  zwischen den beiden Sprungfeldstärken  $H_\alpha$  und  $H_\beta$ , ihre Magnetisierung ist also zunächst willkürlich entweder  $+M_s$  oder  $-M_s$ . An Hand von Abb. 2 ersieht man unter Beachtung der Pfeile an den Sprungstellen die Schwierigkeit, auf welche Weise das Vorzeichen der Magnetisierung eines solchen Bezirkes festgelegt wird. Es kommt nur darauf an, auf welcher Seite die Feldstärke zum letzten Mal außerhalb des Bereiches zwischen  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  gelegen hat. War sie zuletzt größer als  $H_\alpha$ , so ist der Bezirk positiv magnetisiert, bedeutet im Preisach-Diagramm: Der Zustand des entsprechenden Punktes hängt davon ab, welche der beiden Fronten ihn zuletzt überstrichen hat. Der Preisachsbereich zerfällt also wieder in einen positiven und einen negativen Teil. Die Grenze zwischen beiden setzt sich aus Punkten zusammen, die zuletzt von einer Front berührt wurden, nachdem die andere Seite sie vorher noch überstrichen hatte. Berührung einer Front entspricht einem Umkehrpunkt der Front-

bewegung, also einem Extremwert der vorgeschichtlichen Funktion  $H(t)$ . Damit nach der Berührung dieselbe Front nicht noch einmal über den Punkt hinweggeht, müssen alle folgenden gleichartigen Extremwerte (Maxima oder Minima) der Funktion  $H(t)$  dem Betrag nach kleiner sein.

Den Verlauf der im folgenden als Vorgeschichtslinie (abgekürzt V.-Linie) bezeichneten Grenze zwischen den positiven und negativen Bezirken im Preisach-Diagramm findet man somit nach folgendem Schema (Abb. 4): Man sucht, von der Sättigung ausgehend, abwechselnd Maxima und Minima der vorgeschichtlichen Feldfunktion  $H(t)$  heraus, wobei jedes herausgestellte Maximum größer sein muß als alle nachfolgenden Maxima, entsprechend jedes herausgestellte

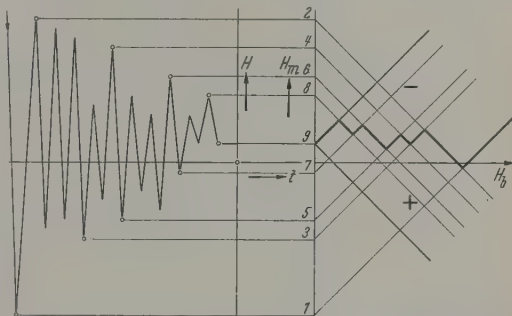


Abb. 4. Ableitung der Vorgeschichtslinie aus der vorgeschichtlichen Feldfunktion  $H(t)$ . Nur die bezeichneten Extremwerte, die dem Betrag nach größer sind als alle nachfolgenden gleichartigen Extremwerte, gehen in die V.-Linie ein.

Minimum kleiner als alle nachfolgenden Minima. Im Preisach-Diagramm trägt man für die so gefundenen Maxima die entsprechenden Lagen der unteren Front ein, für die Minima die der oberen Front. Die V.-Linie besteht dann aus der Aneinanderreihung von Stücken der oberen und unteren Fronten in derselben Reihenfolge wie die entsprechenden Extremwerte der Funktion  $H(t)$ . Das letzte Stück auf der linken Seite gehört zu einer gegenwärtigen Front. Bezeichnet man die wirksamen Extremwerte mit  $H_1, H_2, \dots, H_{2v-1}, H_{2v}, \dots, H_{2n}$ , wobei z.B. zu einem Minimum ein gerader und zu einem Maximum ein ungerader Index gehört, so muß also gelten:

$$H_{2v} < H_{2v+2}, \quad H_{2v-1} > H_{2v+1}. \quad (4)$$

Aus den Gleichungen der jeweils zum Schnitt kommenden Fronten

$$H_m = H_{2v} + H_b$$

[obere Front nach Gl. (1a), Minimum]

$$H_m = H_{2v+1} - H_b$$

[untere Front nach Gl. (1b), Maximum]

ergeben sich die Koordinaten der Knickpunkte der V.-Linie zu

$$\left. \begin{aligned} H_m &= \frac{H_{2v+1} + H_{2v}}{2} \\ H_b &= \frac{H_{2v+1} - H_{2v}}{2} \end{aligned} \right\} \quad v = 1, \dots, n. \quad (5)$$

Auch das Verhalten eines ferromagnetischen Körpers mit bestimmter Vorgeschichte bei späteren magnetischen Prozessen ist hiermit im Rahmen des Preisach-Modells bekannt. Ist auf den Körper eine durch



die Extremwerte  $H_1, H_2, \dots, H_{2n}$  gekennzeichnete Vorgeschichte aufgebracht worden, und steigt danach die Feldstärke wieder auf einen Wert  $H_x$  an, so werden alle Extremwerte und die ihnen entsprechenden Stücke

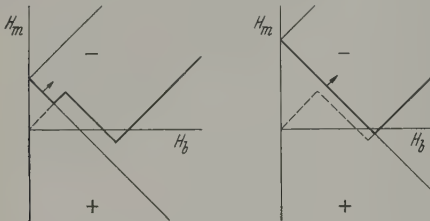


Abb. 5. Veränderung einer Vorgeschichtslinie bei steigender Feldstärke. Die „aktive Front“ ist mit einem Pfeil versehen

der V.-Linie von  $H_{2n}, H_{2n-1}, \dots$  bis  $H_v$  „ausgelöscht“, wenn  $H_{v-1} > H_x > H_v$  ist. Im einzelnen besteht dieser Vorgang aus einem Vorrücken des letzten Stückes

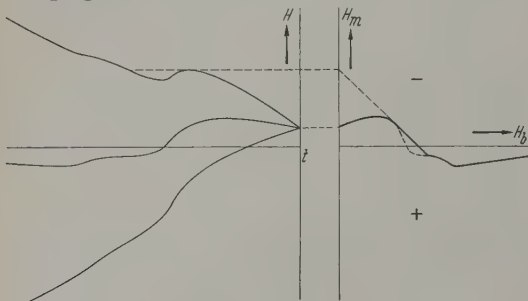


Abb. 6. Entstehung einer kontinuierlichen Vorgeschichtslinie bei Überlagerung eines abnehmenden Wechselfeldes und eines variablen Gleichfeldes. Von der Feldfunktion sind nur Hüllkurven und Mittellinie eingezeichnet

der V.-Linie, das einer der beiden Fronten angehört (Abb. 5). Dieses Stück soll als „aktive Front“ bezeichnet werden. Die von ihr überstrichenen Bezirke

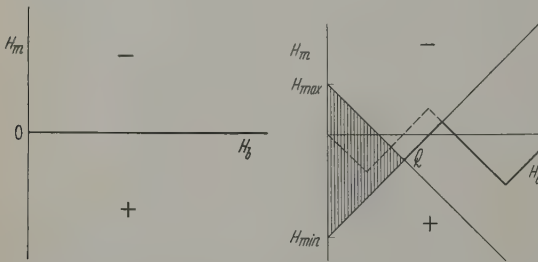


Abb. 7. Preisach-Diagramm des Wechselstrom-abmagnetisierten Zustandes

Abb. 8. Der bei zyklischen Vorgängen ausgeteilter Bereich des Preisach-Diagrammes. ---- Ausgelöschter Teil der Vorgeschichtslinie

werden ummagnetisiert und ergeben so die irreversible Änderung der Magnetisierung. Den irreversiblen Anteil der differentiellen Permeabilität erhält man also durch Multiplikation der einzelnen Längenelemente  $dl$  der aktiven Front mit der Belegungsdichte  $\sigma$  an ihrer Stelle und Integration über die gesamte aktive Front  $A$ .

$$\frac{dM_{\text{irr}}}{dH} = \kappa_{\text{irr}} = \int_A \sigma dl. \quad (6)$$

Da die jeweilige Länge der aktiven Front in weiten Grenzen von der Vorgeschichte abhängt, ergibt sich

der starke Einfluß der Vorgeschichte auf das Verhalten bei späteren magnetischen Prozessen.

Bei den obigen Betrachtungen ergab sich die V.-Linie als ein Polygonzug, dessen Seiten abwechselnd  $\pm 45^\circ$  Neigung haben. Rücken die Beträge der aneinander folgenden Extremwerte näher zusammen, werden die einzelnen Seiten des Polygonzuges kürzer. Im Grenzübergang, wenn der nächstfolgende Extremwert jeweils nur unmerklich kleiner ist als der vorhergehende, wird aus dem Polygonzug eine kontinuierliche Kurve. Dieser Fall ist verwirklicht bei einer Wechselfeld mit langsam abnehmender Amplitude. Ihm kann zusätzlich ein Gleichfeld überlagert werden und schließlich kann sich dessen Höhe noch als Funktion der Wechselfeldamplitude ändern. Wird die Amplitude des Wechselfeldes mit  $\hat{H}_\approx(t)$ , die des Gleichfeldes mit  $H_=(t)$  bezeichnet, so gehen zur Zeit  $t$  das Maximum

$$H_{2v+1} = H_=(t) + \hat{H}_\approx(t),$$

sowie das Minimum

$$H_{2v} = H_=(t) - \hat{H}_\approx(t)$$

in die Vorgeschichte ein. Nach Gl. (5) geht dann die V.-Linie durch den Punkt mit den Koordinaten

$$\left. \begin{aligned} H_m &= H_=(t), \\ H_b &= \hat{H}_\approx(t). \end{aligned} \right\}$$

Die V.-Linie verläuft also im  $H_m$ - $H_b$ -Koordinatensystem nach der gleichen Funktion wie die Abhängigkeit des Gleichfeldes von der Wechselfeldamplitude.

Auf diese Weise kann jede beliebige Kurve in die V.-Linie aufgebracht werden (Abb. 6), mit einer Einschränkung: Die maximale Neigung beträgt  $\pm 45^\circ$ . Wird die Änderung des Gleichfeldes stärker als die Abnahme der Wechselfeldamplitude, so gelten die Gl. (7) nicht mehr, da die Bedingung (4) nicht eingehalten ist. Die V.-Linie wird dann wieder aus einem Stück einer  $45^\circ$ -Front gebildet.

Als Sonderfall ist die Abmagnetisierung durch ein von sättigenden Werten bis auf Null abnehmendes Wechselfeld ohne Gleichfeld von Bedeutung. Sie führt dazu, daß die V.-Linie mit der  $H_b$ -Achse zusammenfällt (Abb. 7). Damit wird die Magnetisierung Null, denn das Belegungsgebirge kann immer symmetrisch zur  $H_b$ -Achse angenommen werden.

#### 4. Die normalen Hystereseeerscheinungen

Für die in der Technik meist betrachteten Wechselstromvorgänge ist das Preisach-Modell von geringer Bedeutung. Bei zyklischen Vorgängen macht sich nur bei erstmaligen Durchlaufen des Weges zwischen  $H_{\text{min}}$  und  $H_{\text{max}}$  ein Teil der Vorgeschichte bemerkbar und wird dabei gelöscht. In den weiteren Perioden spielt sich der Ummagnetisierungsvorgang innerhalb des „ausgeteilten“ Dreiecks  $H_{\text{min}} H_{\text{max}} Q$  (Abb. 8) immer in der gleichen Weise ab, unabhängig von der gesamten Vorgeschichte. Das Preisach-Modell kann hier also lediglich die Vielzahl zweidimensionaler Hystereseschleifen auf eine dreidimensionale Belegungsfunktion („Belegungsgebirge“) zurückführen.

Bei Überlagerung mehrerer Wechselströme verschiedener Frequenz können im Verlauf einer Hauptperiode weitere Umkehrpunkte der Feldstärke auftreten. Dann ergeben sich die bekannten Sekundär-



reihen. Ihre Erklärung mit dem Preisach-Diagramm in Hand obiger Überlegungen zur V.-Linie so augen-  
s, daß sie nicht näher erläutert zu werden braucht.  
beim Übergang von der Sekundärschleife zur  
ärschleife auftretende Knick (Abb. 1) ergibt sich  
tem Preisach-Diagramm nach Abb. 5. Die Länge  
aktiven Front steigt dort beim Überschreiten des  
ekpunktes der V.-Linie sprunghaft an.

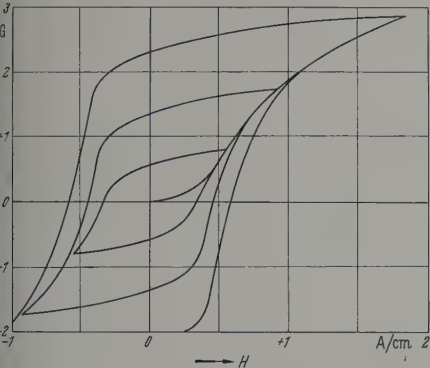


Abb. 9. Tangieren der Neukurve an die Hystereseschleifen.  
Probe: Nickel, weich

Für zyklische Prozesse, die vom abmagnetisierten  
and (Abb. 7) ausgehen, macht das Preisach-Dia-  
gramm eine wichtige Aussage: Beim ein- und mehr-  
rigen Umpolen eines Feldes stellt sich immer die  
Induktion ein, die bereits beim erstmaligen An-  
n der gleichen Feldstärke erreicht wurde. Mit  
anderen Worten: Neukurve und Kommutie-  
rungskurve fallen zusammen. Dieses Verhal-  
ten ist allgemein bekannt. Meist wird über-  
haupt nicht zwischen Neukurve und Kom-  
mutierungskurve unter-  
schieden. Jedoch han-  
delt es sich dabei durch-  
aus nicht um eine Selbst-  
verständlichkeit. So las-  
sen sich auch andere ab-  
magnetisierte Zustände  
herstellen, z. B. durch

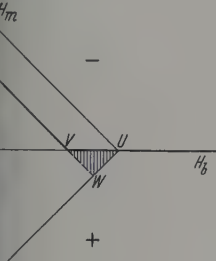


Abb. 10. Differenz zwischen Neukurve  
aufsteigendem Ast der Hystereseschleife im Preisach-Diagramm

mechanische Erschütterung, die neben der bekannten  
Verringerung der Permeabilität [9], [10] einen er-  
klichen Unterschied zwischen Neukurve und Kom-  
mutierungskurve aufweisen.  
Eine weitere allgemein geläufige Gesetzmäßigkeit  
ferromagnetischen Hysterese ist das Tangieren  
Kommutierungskurve an die aufsteigenden Äste  
Hystereseschleifen, wie es in Abb. 9 an einem  
Beispiel zu sehen ist. Es folgt aus dem Preisach-  
diagramm unter der zusätzlichen Annahme, daß die  
Magnetisierungsdichte in der Umgebung der  $H_b$ -Achse stetig  
variiert ist. Denn der Unterschied in der Magnetisie-  
rung zwischen Neukurve und aufsteigendem Hysteresese-  
gment steigt nach Abb. 10 in dem Dreieck UVW, dessen  
Fläche mit der Differenz  $\hat{H} - H$  quadratisch gegen  
H ansteigt. Im Bereich kleiner Feldstärken geht diese  
Abhängung bereits aus dem Rayleigh-Gesetz hervor,

als neue Aussage tritt also lediglich hinzu, daß sie  
auch für die großen Hystereseschleifen gilt.  
Eine Abweichung von dieser Regel ist in Abb. 11  
gezeigt. Die Kommutierungskurve tangiert hier nicht

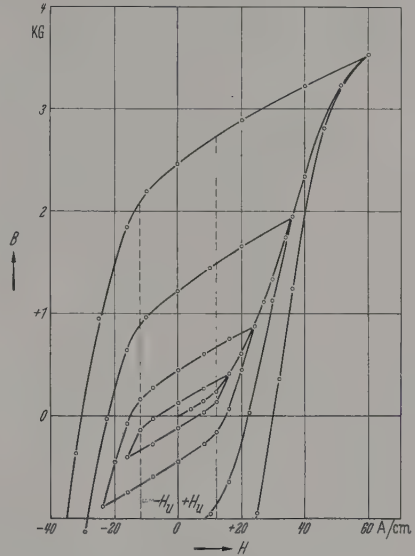


Abb. 11. Neukurve und Hystereseschleifen einer Probe aus kaltgewalztem  
Nickel. Die Hystereseschleifen tangieren nicht die Neukurve

die aufsteigenden Hystereseseäste, sondern sie hat an-  
genähert die halbe Steigung. Zur Erklärung dieser  
Abweichung vom „Normalverhalten“ muß man an-  
nehmen, daß alle Elementarbezirke auf der  $H_b$ -Achse

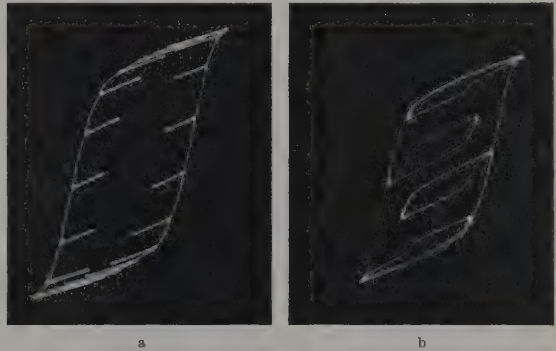


Abb. 12 a u. b. Oszillogramme von Sekundärschleifen der Probe nach Abb. 10

liegen, daß also nur symmetrische Elementarschleifen  
mit  $H_b = -H_x$  (Abb. 2) vorkommen. Hierfür sprechen  
auch die weiteren Hystereseeigenschaften der Probe.  
Die Hystereseschleifen haben etwa die Form von Par-  
allelogrammen. Ihre flachen Seiten werden praktisch  
reversibel durchlaufen, was aus der gleichen Neigung  
der vollkommen reversiblen Sekundärschleifen nach  
Abb. 12a hervorgeht. Die vom Preisach-Diagramm  
erfaßte irreversible Magnetisierung beginnt immer  
bei der gleichen Feldstärke  $H_u$  und wird bei derselben  
Feldstärke umgekehrten Vorzeichens rückgängig ge-  
macht, wie die großen Hystereseschleifen in Abb. 11  
und die Sekundärschleifen in Abb. 12b zeigen. Das  
alles folgt zwanglos aus dem Preisach-Diagramm, wenn



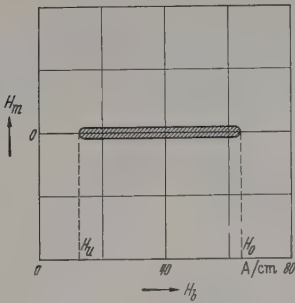


Abb. 13. Schematische Darstellung des Belegungsgebietes der Probe nach Abb. 11 und 12

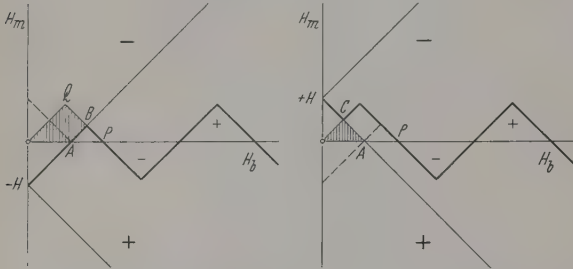


Abb. 14. Abtastung der Vorgeschichtslinie nach dem Kompensationsverfahren: Abweichungen der beiden Kernhälften von der Neukurve des abmagnetisierten Zustandes im Preisach-Diagramm

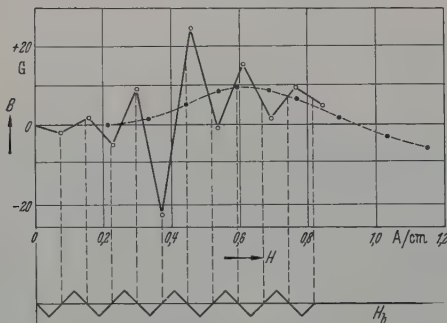


Abb. 15a. Vorgeschichte: Abmagnetisierung in wenigen gleich großen Schritten. Abtastung: Unterschiedliche Induktionsschwankungen infolge ungleichmäßiger Belegungsichte auf der  $H_b$ -Achse. --- Kompensationsfehler

Abb. 15a—d. Abtastung der Vorgeschichtslinie nach dem Kompensationsverfahren: Experimentelle Ergebnisse. Unten ist jeweils die Vorgeschichtslinie skizziert, darüber der bei ihrer Abtastung gemessene Induktionsverlauf. Bei Abb. 15a und 15b wurden nur die Extremwerte der Induktion gemessen. Probe: Nickel, weich

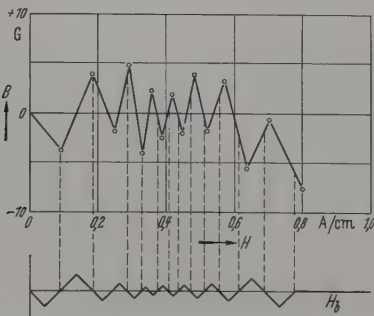


Abb. 15b. Versuch, die Induktionsschwankungen durch unterschiedliche Wahl der Schrittweite etwa gleich groß zu gestalten

man als Belegungsgebiet eine „Schneide“ auf  $H_b$ -Achse zwischen  $H_u$  und  $H_0$  annimmt, wie sie Abb. 13 skizziert ist. Es liegt hier der seltene Fall, daß aus wenigen Hysteresemessungen der Aufbau Belegungsgebietes bereits genau ersichtlich ist.

### 5. Abtastung der Vorgeschichtslinie

In Abschn. 3 ist gezeigt worden, daß die V.-Linien unter Umständen eine sehr verwickelte Form annehmen können. Für die Frage der Brauchbarkeit des Preisach-Diagrammes ist es von entscheidender Bedeutung, ob sich solche komplizierten V.-Linien experimentell nachweisen lassen. Ihre „Abtastung“ müßte schon durch Aufnahme der Neukurve möglich sein, denn beim erstmaligen Anwachsen der Feldstärke ändert sich die Lage der aktiven Front und damit die differentielle Permeabilität beim Überschreiten jedes Knickpunktes sprunghaft. Tatsächlich lassen sich diese Weiche in der V.-Linie nachweisen. Bei größeren Feldstärken sind die Sprünge jedoch klein im Verhältnis zur Gesamtlänge der aktiven Front, so daß die Beobachtung der Abweichung von der Neukurve des Wechselstrom-abmagnetisierten Zustandes schwierig wird. Deshalb wurde folgende präzisere Methode entwickelt:

Der Kern wird in zwei genau gleiche Hälften aufgeteilt, die beide eine Feldwicklung gleicher Windungszahl erhalten. Auf die zusammengelegten Kerne wird dann die gemeinsame Meßwicklung aufgebracht. Wenn beide Kernhälften sich im gleichen Zustand befinden, z. B. nach Wechselstrom-Abmagnetisierung, so bewirkt eine beliebige Feldänderung bei geschalteten Feldwicklungen keine Induktionsspannung in der Meßwicklung, da sich die Induktionsflüsse der Kernhälften kompensieren. Infolge der Schwankungen der Materialeigenschaften läßt sich natürlich keine ideale Kompensation erreichen, auch bei nachträglichem Abgleich der Feldwicklungen kann nur ein gewisser Bereich gut kompensiert werden. Zur Analyse der V.-Linie wird die Vorgeschichte bei Hinein- und Einerschaltung der Feldwicklungen (gleichsinnig oder entgegengesetzt) aufgebracht und dann bei Gegen- und Gleichschaltung der Feldwicklungen ein kontinuierlich steigendes oder fallendes Gleichfeld angelegt. Die Abweichungen der beiden Kernhälften von den Neukurven des Wechselstrom-abmagnetisierten Zustandes addieren sich dann. Wie z. B. als V.-Linie durch Abmagnetisierung in wenigen Schritten eine zur  $H_b$ -Achse symmetrische Zickzack-Linie aufgebracht, so ergibt die Abtastung bei steigender Feldstärke  $H$  als mittlere Magnetisierung der ganzen Probe die halbe Summe der in den Flächen  $OAC$  und  $OAC'$  (Abb. 14) enthaltenen Magnetisierung. Erreicht die Feldstärke den Wert  $H_1$ , so stellt sich die gesamte Induktion aus dem Dreieck  $OPQ$  ein, bei weiterem Steigen der Feldstärke wird die Induktion wieder auf die Hälfte der nächsten, nun auf der negativen Seite liegenden Dreiecke abgetastet, so daß die Induktion wieder auf Null fällt, usw.

Eine Auswahl der auf diese Weise erhaltenen Meßergebnisse ist in den Abb. 15a—d dargestellt, wobei jeweils über der theoretisch aus der Vorgeschichtslinie folgenden V.-Linie der bei der Abtastung gemessene Verlauf der Induktion aufgetragen ist.

Ein weiteres Verfahren zur Abtastung der V.-Linie, mit einer normalen Feldwicklung auskommt, besteht im Anlegen eines Wechselfeldes mit von Null kontinuierlich ansteigender Amplitude und gleichzeitiger Beobachtung der mittleren Induktion. Diese wird nur durch den vom Wechselfeld noch nicht getasteten Teil der V.-Linie bestimmt, sie gibt demnach steigender Wechselspannung ebenfalls die Form der V.-Linie wieder. Das Abtrennen der sehr vielen kleinen Wechselfeldinduktion sowie die Vermeidung der Wirbelströme sind jedoch mit experimentellen Schwierigkeiten verbunden.

Man kann mit diesen beiden Methoden noch viele Prozesse analysieren, z.B. die teilweise Abmagnetisierung einer Remanenz, den genauen Vorgang der Induktionsmagnetisierung oder eine Abart der idealen Induktionsmagnetisierung, bei der Gleich- und Wechselfeld im selben Maße abnehmen (Tonband mit FH-Vormagnetisierung). An Hand des Preisach-Diagrammes lassen sich alle derartigen Prozesse anschaulich verfolgen.

Das Ergebnis der Messungen kann dahingehend zusammengefaßt werden, daß die vorausgesetzten Eigenschaften der V.-Linie tatsächlich zu beobachten sind.

Es treten nur geringe Abweichungen von der Theorie auf, so bei der genauen Analyse des Induktionsverlaufes nach Abb. 15c, oder derart, daß im Bereich stärkerer Felder die zu den Extremwerten der Induktion gehörigen Feldstärken etwas größer sind, als es den Nulldurchgängen der theoretischen V.-Linie entspricht.

Eine technische Ausnutzung der Möglichkeit, durch die Messung einer entsprechend zugeschnittenen V.-Linie in einem einfachen Kern Nachrichten ohne örtliche Differenzierung zu speichern, erscheint nicht ausgeschlossen. Folgende Abschätzung weist darauf hin.

In einem geeigneten Kern dürften sich ohne weiteres etwa hundert Knicke der V.-Linie unterbringen und einwandfrei abtasten lassen. Das entspricht 100 Ja-Nein-Aussagen („bits“). Die übliche Speicherung der Remanenz (Tonband) kann aber nur die Anzahl unterscheidbarer Amplitudenstufen berechnende Zahl verschiedener Nachrichten heranziehen, vielleicht etwa  $10^3$ . Diese kann man bereits  $\log^2 10^3 \approx 10$  bits aufbauen, so daß die Nachspeicherkapazität bei Abtastung der V.-Linie rund den hundertfachen Wert erreichen würde.

#### Bestimmung eines Querschnittes durch das Belegungsgebirge auf der $H_b$ -Achse

Für die meisten ferromagnetischen Werkstoffe bestimmt man eine Belegungsfunktion mit einem mehr oder weniger scharfen Maximum auf der  $H_b$ -Achse, das im übrigen zu beiden Seiten der  $H_b$ -Achse symmetrisch abfällt. Über den Aufbau eines solchen Belegungsgebirges macht bereits ein Querschnitt in der Symmetrieebene wesentliche Aussagen. Die Bestimmung der Belegungsdichte entlang der  $H_b$ -Achse geschieht aus der Höhe der Induktionsschwankungen durch die Abtastung der V.-Linie, z.B. nach Abb. 15a, 15b, 15c, 15d. Eine weitere Bestätigung der am Preisach-Diagramm entwickelten Vorstellungen gibt die Beobachtung, daß diese Schwankungen quadratisch mit der Schrittweite der vorgeschichtlichen Abmagnetisierung ansteigen, wie es bei einer stetigen Verteilung der Belegungsdichte aus dem quadratischen Anwachsen der Induktion von der V.-Linie und der  $H_b$ -Achse gebildet

wird. Dreiecksflächen (Abb. 14) folgt. Die aus Meßreihen mit verschiedenen Schrittweiten gefolgerten Belegungsdichten in Abhängigkeit von  $H_b$  sind in Abb. 16

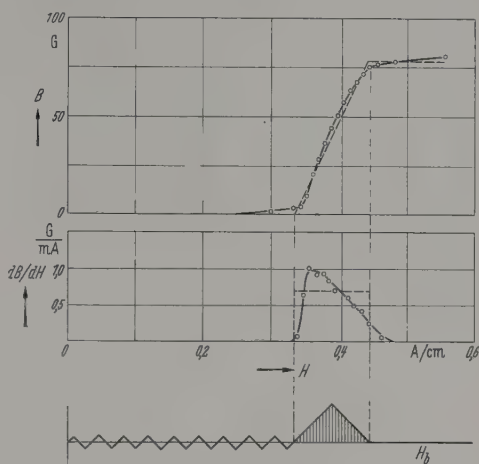


Abb. 15c. Ein einzelner großer Schritt bei der Abmagnetisierung.  
--- Nach Abb. 14 theoretisch abgeleiteter Induktionsverlauf

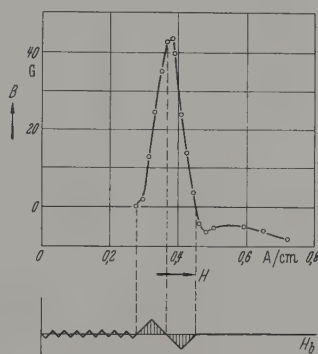


Abb. 15d. Zwei aufeinanderfolgende große Schritte bei der Abmagnetisierung

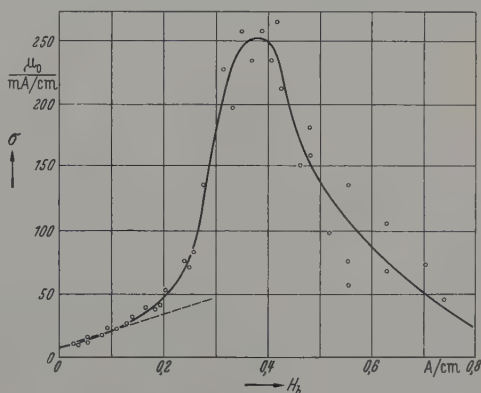


Abb. 16. Belegungsdichte auf der  $H_b$ -Achse der Probe aus weichem Nickel.  
Die Meßpunkte stammen aus Meßreihen wie in Abb. 15a–d.  
--- Näherung  $\sigma = a + b H_b$

für eine Probe aus weichem Nickel zusammengetragen. Eine erhebliche Streuung der Meßpunkte tritt erst oberhalb des deutlich ausgeprägten Belegungsdichtemaximums auf. Das Maximum liegt bei etwa  $H_b = 0,4$  A/cm



und damit deutlich unterhalb der Koerzitivkraft  $H_c = 0,7$  A/cm. Es bewirkt das verhältnismäßig scharfe Abknicken der in Abb. 9 gezeigten Hystereseschleifen.

Das Belegungsgebirge nach Abb. 16 weist noch eine Besonderheit auf, auf die kurz eingegangen werden soll. Die Funktion  $\sigma(H_b)$  hat bei  $H_b = 0$  keine waagrechte Tangente. Nun folgt jedoch das Rayleigh-Gesetz aus dem Preisach-Diagramm nur bei Annahme einer konstanten Belegungsichte in der näheren Umgebung des Nullpunktes. Tatsächlich wurden bei dieser Probe erhebliche Abweichungen vom Rayleigh-Gesetz festgestellt. Sie zeigten sich bei Betrachtung der totalen Permeabilität und Remanenz als Funktion der Maximalfeldstärke, der genauen Schleifenform oder der

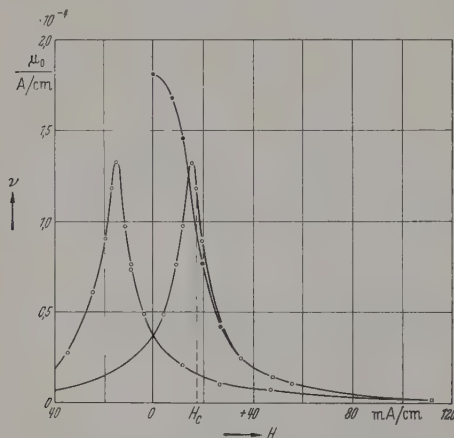


Abb. 17. Die Rayleigh-Konstante in Abhängigkeit von der Vormagnetisierung. Probe: Mumetall. ● Neukurve; ○ Grenzscheife

Ortskurve der komplexen Permeabilität. Die Messungen der Belegungsichte im Preisach-Diagramm legten den Gedanken nahe, auf Grund des Ansatzes

$$\sigma(H_m; H_b) = a + bH_b \quad (8)$$

zu einer besseren Darstellung des Hystereseverhaltens dieser Probe im Bereich kleiner Feldstärken zu gelangen. Man erhält dann die Gleichung der beiden Hysteresesteile

$$\left. \begin{aligned} B = & \left( \mu_a + \frac{a}{2} \hat{H} + \frac{b}{8} \hat{H}^2 \right) H \pm \\ & \pm \left( \frac{a}{4} + \frac{b}{8} \hat{H} \right) (H^2 - \hat{H}^2) + \frac{b}{24} H^3, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

sowie als komplexe Permeabilität

$$\bar{\mu} = \left( \mu_a + \frac{a}{2} \hat{H} + \frac{5}{32} b \hat{H}^2 \right) - j \frac{4}{3\pi} \left( \frac{a}{2} \hat{H} + \frac{b}{4} \hat{H}^2 \right). \quad (10)$$

Die Konstanten  $a$  und  $b$  können so gewählt werden, daß die Gln. (9) und (10) das beobachtete Hystereseverhalten in einem beträchtlichen Feldstärkebereich wiedergeben und zugleich das Belegungsgebirge durch die Funktion (8) gut angenähert wird (Abb. 16).

### 7. Grenzen des Preisach-Modelles

Die bisherigen Ausführungen könnten zu dem Schluß verleiten, das einfache Preisach-Modell sei in der Lage, alle Hystereserscheinungen der magnetischen Werkstoffe quantitativ zu beschreiben, von einigen Feinheiten abgesehen. Es wäre dazu nur die

genaue Kenntnis des Belegungsgebirges nötig, aus dem das Verhalten der reversiblen Permeabilität erhalten wird. Aber schon an einem einfachen Beispiel ist ersichtlich, daß das Preisach-Diagramm in bestimmten Fällen versagt. Wenn man bei einem Stoff, der einmaßen das Rayleigh-Gesetz

$$B = \mu_a H + \nu H^3, \quad H \ll H_c$$

befolgt, die Abhängigkeit der Rayleigh-Konstante von einer überlagerten Gleichfeldstärke feststellen will, erhält man als Funktion  $\nu(H_-)$  eine „Schmetterlingskurve“ (Abb. 17). Sie ähnelt stark der bekannten Kurve für die reversible Permeabilität. Ihre Maxima liegen ebenfalls in der Nähe der Koerzitivkraft, sind ihre Flanken erheblich steiler. Die bisher im allgemeinen als selbstverständlich angenommene Unabhängigkeit des Belegungsgebirges von den Hysteresevorgängen verlangt aber eine eindeutige Funktion  $\nu(H_-)$

$$\nu(H_-) = \frac{1}{4} \sigma(H_b = 0, H_m = H_-)$$

ist. Man kommt also nicht umhin, doch eine Beeinflussung des Belegungsgebirges durch die Hysteresevorgänge anzunehmen. Dadurch wird der Wert des Preisach-Modells natürlich stark herabgesetzt, die Zulassung jeder beliebigen Beeinflussung würde völlig verloren gehen. Die Meßergebnisse sprechen insgesamt jedoch dafür, daß eine Änderung der Belegungsichte mit dem Zustand nur bei großen Induktionen in der Nähe der  $H_m$ -Achse auftritt, so in vielen Fällen unwesentlich ist.

### 8. Physikalische Deutungsmöglichkeiten des Preisach-Modells

Es soll nun noch kurz angedeutet werden, welche Ansätze zur physikalischen Deutung des Preisach-Modells auf Grund der bekannten Elementarprozesse im ferromagnetischen Werkstoff gemacht werden können. Das zur exakten Darstellung des Preisach-Modells benötigte Modell müßte, wie F. KELLER und WILDE [8] betonten, aus einem Päckchen von Elementarrauschen bestehen, die zum Teil rechteckige Hystereseschleifen mit statistisch verteilten Breiten und Unsymmetrien, zum Teil reversible Magnetisierungskurven besitzen. Es ist auch nicht angenähert in der Natur verwirklicht. Allen ferromagnetischen Stoffen ist dagegen gemeinsam, daß ein Teil der Blochwandbewegungen irreversiblen Sprüngen besteht (beim Fehlen von Blochwänden treten an die Stelle der Wandsprünge irreversible Drehprozesse). Man beschränkt sich deshalb darauf, durch Zusammenfügen jeweils zweier Sprünge derselben Blochwand fiktive Rechteckschleifen zu schaffen und deren Unsymmetrie durch die Wirkung innerer Streufelder zu deuten. Die Betrachtung innerer Streufelder bringt aber noch eine besondere Komplikation mit sich. Diese Streufelder müssen sich mit dem Umlappen der einzelnen Zirkel ebenfalls verändern. Es tritt also eine Kopplung zwischen den Bezirken auf, deren Auswirkungen man zu überblicken sind.

Eine systematische Behandlung der angedeuteten Vorstellungen hat NÉEL [3] in einer ausführlichen Arbeit über das Rayleigh-Gesetz durchgeführt. Er gelangt dort zu einer Analyse der Blochwandbewegungen, indem er die Funktion der Energie  $\sigma$

Wand von ihrer Lage in erster Näherung als einen Polygonzug betrachtet, dessen Seiten alle die gleiche Länge und eine nach einer Gaußschen Funktion verteilte Steigerung haben sollen. Als Parameter werden lediglich die Anzahl der Seiten des zu einer Wand gehörenden Polygonzuges und die Streubreite der Verteilungsfunktion benötigt. Wie diese Funktion zustande kommt, ist dabei völlig bedeutungslos. Viele der bekannten Ursachen für eine Hemmung der Bloch-Wände, wie innere Spannungshöfe, Einschlüsse oder Schmelzschmelzprozesse, können in sie eingeordnet werden. Wesentlich ist nur, daß die Funktion in keiner Weise von den Magnetisierungsvorgängen selbst beeinflusst wird. Aus diesem Ansatz läßt sich ableiten, daß im Bereich kleiner Feldstärken jeder Wand entweder eine Rechteckschleife zugeordnet werden kann, wobei alle Schleifenbreiten und Vorspannungen gleich wahrscheinlich sind, oder eine rein reversible Magnetisierungskurve. So wird NÉEL zur Benutzung des Preisach-Diagrammes geführt, das er insofern wesentlich erweitert, als er auch die linke Seite der  $H_b$ - $H_m$ -Ebene betrachtet und ihr die reversiblen Vorgänge zuschreibt. Die Koordinaten  $H_m$  und  $H_b$  geben dort statt der Lage und Breite der Rechteckschleife den Bereich an, innerhalb dessen die reversible Bewegung der Wand abläuft. Da NÉEL zu diesem Ergebnis aufgrund der Feststellung gelangt, daß bei schwachen Feldern praktisch nur Bewegungen der Wände auf jeweils an die Ruhelage angrenzenden Seiten des Polygonzuges auftreten, ist ersichtlich, daß in dem Extremfall, wenn alle Polygonzüge nur aus zwei Seiten bestehen würden, das gesamte Verhalten des Werkstoffes auch in starken Feldern mit dem so erweiterten Preisach-Diagramm dargestellt werden könnte. Dieser Werkstoff würde dann auch das von FELDTELLER [8] als Normalfall angenommene Belegungsgebirge haben, dessen Höhe vom Maximalwert über dem Nullpunkt in allen Richtungen nach einer Gaußschen Verteilungsfunktion abfällt.

Normalerweise muß man aber annehmen, daß die Polygonzüge aus wesentlich mehr als zwei Seiten bestehen. Wie dann das Preisach-Diagramm abzuändern ist, damit es auch bei großen Feldstärken brauchbar wird, und ob eine solche Abänderung überhaupt durchführbar ist, läßt sich schwer übersehen. Nur eine besonders wichtige Folgerung ist leicht zu erkennen: Die in Abschn. 3 abgeleiteten Eigenschaften der V-Linie, die durch die Messungen gut bestätigt wurden, bleiben unverändert. Denn die Lage jeder einzelnen Wand ist auch im Neelschen Modell durch dieselben Merkmale der Vorgeschichte, Maxima und Minima der Feldstärke abwechselnd und mit jeweils zunehmenden Beträgen, eindeutig festgelegt. Es kann vermutet werden, daß sich aus dem Neelschen Modell mit aus vielen Seiten bestehenden Polygonzügen sowohl das häufig beobachtete Belegungsmaximum auf der  $H_b$ -Achse als auch die Abhängigkeit der Belegungsichte und der reversiblen Permeabilität von dem Zustand ableiten lassen.

*Zusammenfassung*

Die für den magnetischen Zustand verantwortlichen Merkmale der Vorgeschichte gehen in das

Preisach-Diagramm in Form einer als Vorgeschichtslinie bezeichneten Grenze zwischen den positiv und negativ magnetisierten Bezirken ein. Die Vorgeschichtslinie besteht gewöhnlich aus geraden Stücken mit abwechselnd  $\pm 45^\circ$  Neigung, kann aber bei Abmagnetisierungsvorgängen mit Wechselstrom auch in eine kontinuierliche Kurve übergehen. Während sich die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der magnetischen Vorgeschichte in den Eigenschaften der Vorgeschichtslinie widerspiegeln, werden die speziellen Eigenschaften der einzelnen Werkstoffe von dem Aufbau ihres Belegungsgebirges im Preisach-Diagramm bestimmt.

Die experimentell beobachteten Auswirkungen der magnetischen Vorgeschichte, welche die normalen Hysteresevorgänge als Sonderfälle enthalten, sind durchweg in Übereinstimmung mit dem Preisach-Modell. Insbesondere lassen sich auch verwickelte Formen der Vorgeschichtslinie nachweisen, z.B. eine durch Abmagnetisierung in wenigen Schritten aufgebrachte Zickzack-Linie. Bei der Abtastung einer solchen Vorgeschichte erhält man die Verteilung der Belegungsichte über der  $H_b$ -Achse, also einen Querschnitt durch das Belegungsgebirge in seiner Symmetrieebene. Das auf diese Weise ausgemessene Belegungsgebirge einer Probe führte zur quantitativen Erfassung der beobachteten Abweichung vom Rayleigh-Gesetz.

Auf die grundsätzliche Möglichkeit, die Eigenschaften der Vorgeschichtslinie zu einer neuartigen Speicherung von Nachrichten heranzuziehen, wird hingewiesen.

Die nicht eindeutige Abhängigkeit der Rayleigh-Konstanten von der Vormagnetisierung steht dagegen im Widerspruch zum Preisach-Modell. Sie zwingt zu der Annahme, daß zumindest gewisse Teile des Belegungsgebirges von den Magnetisierungsvorgängen selbst abhängig sind.

Von dem Neelschen Modell zur physikalischen Deutung des Preisach-Diagrammes im Rayleigh-Bereich kann man erhoffen, daß es bei einer Erweiterung auf starke Felder zu einer Verfeinerung des Preisach-Diagrammes führt, die eine noch genauere quantitative Erfassung der Hysteresevorgänge gestattet.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. M. KERSTEN, der mich in das interessante Gebiet des Ferromagnetismus einführte und mir bei der Durchführung dieser Arbeit immer mit Rat und Tat behilflich war.

**Literatur:** [1] PREISACH, F.: Z. Physik **94**, 227 (1935). — [2] BECKER-DÖRING: Ferromagnetismus, S. 221. Berlin 1939. — [3] NÉEL, L.: Cahiers Phys. **12**, 1 (1942); **13**, 18 (1943). — [4] FELDTELLER, R., u. G. SORGER: Z. angew. Phys. **6**, 390 (1954). — [5] FELDTELLER, R., u. G. SORGER: AEÜ **7**, 79 (1953). — [6] SCHREIBER, F.: Z. angew. Phys. **8**, 539 (1956). — [7] SCHWANTKE, G.: Frequenz **12**, 383 (1958). — [8] FELDTELLER, R., u. H. WILDE: ETZ A **77**, 401 (1956). — [9] FAHLENBRACH, H., u. K. SIXTUS: Z. Metallkde. **40**, 1987 (1949). — [10] SOMMERKORN, G.: Techn. Mitt. Krupp **13**, 71 (1955).

Dipl.-Ing. HORST SEIDEL,  
Institut für Werkstoffe der Elektrotechnik  
der TH Aachen  
(jetzige Anschrift: 2. Physikalisches Institut  
der TH Stuttgart)



# Der Einfluß innerer magnetischer Kopplungen auf die Gestalt der Preisach-Funktionen hochpermeabler Materialien

Von HORST GIRKE

Mit 14 Textabbildungen

(Eingegangen am 1. Juli 1960)

## 1. Einleitung

In einer Veröffentlichung von WILDE und GIRKE [1] wurde eine Methode beschrieben, die es gestattet, die als dritte Koordinate über der  $H_b$ – $H_m$ -Ebene des Preisach-Diagrammes aufgetragene Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\gamma(H_b, H_m)$  der Flußröhren eines Ferromagnetikums experimentell zu bestimmen.  $\gamma$  ist ein Maß für die irreversiblen Induktionsänderungen des betrachteten Materials.

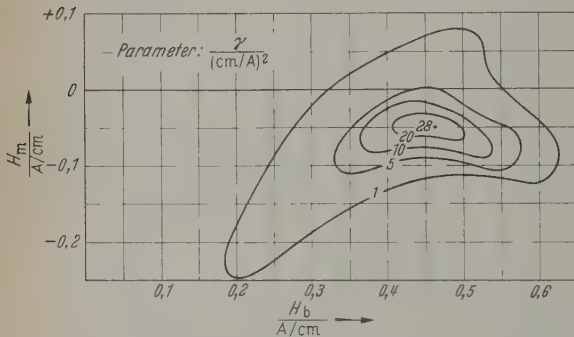


Abb. 1. Gemessene Preisach-Funktion des Materials Permenorm 3601 K 1

PREISACH [2] nahm an, daß jede einzelne Flußröhre durch eine elementare Rechteckschleife mit individueller Koerzitivkraft  $H_b$  gekennzeichnet werden kann. Im polykristallinen ferromagnetischen Material werden durch innere Spannungen, Korngrenzen, Versetzungen oder auch durch die Blochwände selbst Streufelder entstehen, die zu einer individuell verschiedenen magnetischen Vorspannung  $H_m$  der Flußröhren führen. Da PREISACH wegen der Punktsymmetrie der Hystereseschleifen annahm, daß die Vormagnetisierungen  $+H_m$  und  $-H_m$  gleich wahrscheinlich sind, sollte man eine zur  $H_b$ -Achse symmetrische Verteilungsfunktion für  $\gamma$  erwarten.

Schon die früher veröffentlichten Abbildungen [1] zeigen jedoch eine gewisse Unsymmetrie zur  $H_b$ -Achse, die bei den meisten inzwischen untersuchten hochpermeablen Materialien noch viel ausgeprägter in Erscheinung tritt. So zeigt beispielsweise Abb. 1 die in Form von Höhenlinien dargestellte Funktion  $\gamma(H_b, H_m)$  für das Material Permenorm 3601 K 1\*, die man bei der von der positiven Sättigung ausgehenden Messung [1] erhält. Als charakteristische Merkmale erkennt man deutlich eine Zipfelbildung der Funktion  $\gamma(H_b, H_m)$ , besonders in der Richtung parallel zur 1. Winkelhalbierenden. Ferner liegt das Maximum für  $\gamma$  deutlich unterhalb der  $H_b$ -Achse. Geht die Messung von der negativen Sättigung aus, so erhält man an Stelle von Abb. 1 die zur  $H_b$ -Achse spiegelbildliche Funktion.

Im folgenden soll nun versucht werden, die Ursache für diese Unsymmetrie aufzuzeigen.

\* Materialbezeichnung der Firma Vacuumschmelze A.G.

## 2. Der Einfluß der Meßmethode auf $\gamma$

Wenn es möglich wäre, die zu jedem Flächenelement  $dH_b \cdot dH_m$  des Preisach-Diagrammes gehörigen Volumenanteile ohne Änderung des übrigen Materials getrennt umzumagnetisieren, so könnte man für jeden Punkt des Diagrammes den zugehörigen  $\gamma$ -Wert selbst bestimmen und so zu einer Verteilungsfunktion für  $\gamma$  gelangen, die der Vorstellung von PREISACH entspricht und die insbesondere symmetrisch zur  $H_b$ -Achse sein sollte. Die angewandte Meßmethode kann jedoch nicht von dieser Betrachtung voneinander trennter Punkte des Diagrammes ausgehen. Um zum Flächenelement  $dH_b \cdot dH_m$  gehörigen Flußröhren umzumagnetisieren, ist es erforderlich, eine Magnetisierungsfront bis an die Stelle des Diagrammes rücken zu lassen, an der sie das betreffende Flächenelement schneidet [1]. Bei diesem Vorrücken der Magnetisierungsfront werden im Material viele an der Stelle des Diagrammes ummagnetisiert. Die Umgebung der betrachteten Flußröhren und damit das durch diese bedingte Streufeld werden also verändert. Größe dieser Veränderungen hängt davon ab, an welcher Stelle ( $H_b, H_m$ ) die betrachteten Flußröhren liegen, denn dadurch wird das erforderliche Vorrücken der Magnetisierungsfront und damit der Anteil vor Erreichen der Stelle ( $H_b, H_m$ ) ummagnetisierter anderer Flußröhren bestimmt.

Bei den Messungen wird man im allgemeinen eine Verteilungsfunktion für  $\gamma$  erhalten, die von wechselnden inneren Kopplungen zwischen den einzelnen Flußröhren beeinflusst wird. Deshalb wird der weitere Verlauf die fiktive, zur  $H_b$ -Achse symmetrische Verteilungsfunktion als Grundfunktion  $\gamma_0(H_b)$  bezeichnet, von der man unter Einbeziehung der inneren Kopplungen zur tatsächlich gemessenen Preisach-Funktion  $\gamma(H_b, H_m)$  gelangt, als deren Koordinaten wir die äußere, durch den Spulenstrom bestimmte Feldstärke beibehalten.

## 3. Die innere Feldstärke $H_i$

Zur Veranschaulichung der variablen inneren Kopplungen wird angenommen, daß sich im Inneren des ferromagnetischen Materials Blochwände befinden, die z. B. infolge von Korngrenzen oder Versetzungen liegen, daß die Normalkomponenten der magnetischen Polarisation der Flußröhren zu beiden Seiten der Wände nicht immer gleich groß sind. Für diese Stellen der Wände gilt also:

$$\text{Div } \vec{\mathfrak{J}} \neq 0.$$

Als Folge davon entstehen zusätzliche magnetische Ladungen, die auch durch eine eventuelle Ausbildung von Schließungsbezirken (Néelsche Spieße) nicht ständig vermieden werden können. Diese Stellen der Wände binden einen zusätzlichen Energiebetrag und sind Quellen eines zusätzlichen inneren magnetischen Feldes.

feldes, das die Lage der Blochwände beeinflusst. Auch die Blochwände selbst erzeugen ein inneres magnetisches Feld, das bei hochpermeablen Materialien wegen der relativ großen Dicke der Blochwände einen Einfluß auf die Kopplungen im Material hat. Im Inneren des Materials wirksame Spannungen können dazu führen, daß innerhalb eines Bezirks auf Grund von Verformungen die Richtungen der magnetischen Polarisation nicht überall parallel sind und dadurch ebenfalls zu Ursachen für das Auftreten eines inneren Feldes werden. Hier ist

$$\operatorname{div} \mathfrak{S} \neq 0. \quad (2)$$

Zur Erklärung der Auswirkungen des inneren Feldes  $H_I$  auf die Magnetisierungsvorgänge soll das neuere Modell eines Ringkernes Abb. 2 dienen. Alle Flußröhren dieses Kernes seien durch Einwirkung der Feldstärke  $H_0$  in Richtung des Uhrzeigersinnes magnetisiert. Wird nun zusätzlich ein zum Feld  $H_0$  entgegengesetztes Feld  $H$  angelegt, so müßte die Flußröhre 2 bei der Feldstärke  $H = -H_2$  entsprechend ihren Koordinaten im zugehörigen Preisach-Diagramm in den entgegengesetzten Magnetisierungszustand springen. Dieser Vorgang würde bei der äußeren Feldstärke  $H'_A = H_0 - H_2$  ablaufen. Durch den Wechsel der

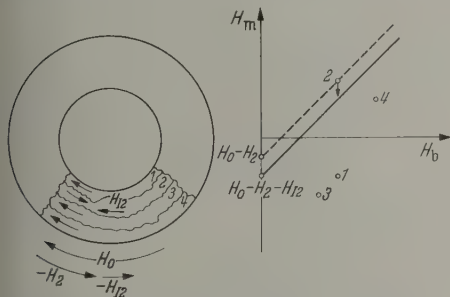


Abb. 2. Lineares Modell eines Ringkernes mit zugehörigem Preisach-Diagramm

Magnetisierungsrichtung entstehen aber beim Vorhandensein von Bereichen mit Divergenz  $\mathfrak{S} \neq 0$  zusätzliche magnetische Ladungen, deren Erzeugung einen zusätzlichen Energiebetrag beansprucht. Das heißt: Das durch die magnetischen Ladungen erzeugte zusätzliche innere Feld  $H_{I2}$  muß durch eine Erhöhung der Feldstärke  $H$  um  $H_{I2}$  kompensiert werden. Flußröhre 2 springt also erst um, wenn die Feldstärke  $H$  den Wert  $H = -H_2 - H_{I2}$  erreicht hat. Dann ist die äußere Feldstärke  $H_A = H_0 - H_2 - H_{I2}$ . Je weiter nun die Ummagnetisierung des Kernes durch Steigern der Feldstärke  $H$  fortschreitet, um so kleiner wird die innere Feldstärke. Wenn  $H'_A$  den Wert  $-H_c$  erreicht hat, sind die Richtungen der Magnetisierung der einzelnen Flußröhren so verteilt, daß ihre Resultierende verschwindet. In diesem Fall verschwindet auch die Resultierende des durch die Magnetisierung hervorgerufenen inneren Feldes. Eine weitere Erhöhung der Feldstärke  $H$  hat zur Folge, daß die Magnetisierung in Gegenrichtung überwiegt, das innere Feld wechselt sein Vorzeichen. Deshalb wird z.B. die Flußröhre 1 nicht erst bei der Feldstärke  $H'_A = H_0 - H_1$  in die entgegengesetzte Magnetisierungsrichtung springen, sondern schon bei der Feldstärke  $H_A = H_0 - H_1 + H_{I1}$ . Wie man sieht, ist die Größe des inneren Feldes  $H_I$  von der Größe des pauschalen Magnetisierungszustand-

des des Materials abhängig. Es wird nun angenommen, daß die Feldstärken  $H_I$  in den einzelnen, gerade vor dem Umlappen stehenden Flußröhren durch einen Mittelwert  $\bar{H}_I$  überall hinreichend genau angenähert werden können. Für diesen Mittelwert wird für die untersuchten hochpermeablen Materialien der Ansatz

$$H_I = f(B) = C \cdot \frac{B}{\mu_0} \quad (3)$$

gemacht, d.h.  $H_I$  soll dem auf den Querschnitt bezogenen Fluß proportional sein. Dabei ist weiterhin angenommen worden, daß sich der Mittelwert des inneren Feldes mit einer Konstanten  $C$  angenähert richtig beschreiben läßt.

Die auf die oben definierte Grundfunktion  $\gamma_0$  wirkende resultierende Feldstärke  $H_R$  ist damit ( $H_R = H'_A$ ):

$$H_R = H_A + H_I = H_A + C \cdot \frac{B}{\mu_0}. \quad (4)$$

#### 4. Die Auswirkungen von $H_I$ im Preisach-Diagramm

Die auf die Grundfunktion wirksame Feldstärke  $H_R$  unterscheidet sich entsprechend Gl. (4) von der außen

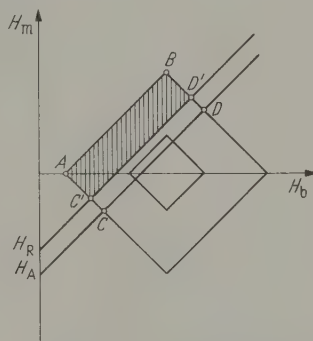


Abb. 3. Die Auswirkungen von  $H_I$  im Preisach-Diagramm

an den Ringkern angelegten Feldstärke  $H_A$ . Dies hat zur Folge, daß sich die auf die Grundfunktion wirksame Magnetisierungsfrent von der außen meßbaren unterscheidet. Geht man im Preisach-Diagramm Abb. 3, in das eine schematische Grundfunktion eingezeichnet wurde, von der positiven Sättigung aus und vermindert die Feldstärke auf einen Wert  $H_A > -H_c$ , dann müßte das Gebiet  $ABCD$  ummagnetisiert werden. Infolge des inneren Feldes ist in diesem Fall die Feldstärke  $H_R$  größer als  $H_A$  und es wird nur das Gebiet  $ABC'D'$  ummagnetisiert. Die auf die Grundfunktion wirksame Magnetisierungsfrent bleibt hinter der von außen meßbaren zurück. Vermindert man  $H_A$  auf einen Wert  $< -H_c$ , dann wechselt die resultierende Induktion und damit auch  $H_I$  das Vorzeichen. Die auf die Grundfunktion wirksame Magnetisierungsfrent eilt jetzt der von außen meßbaren voraus. Für  $H_A = -H_c$  stimmen die beiden Magnetisierungsfrenten überein.

#### 5. Der Einfluß von $H_I$ auf die Meßergebnisse

Mit Hilfe der beschriebenen Auswirkungen der inneren Feldstärke  $H_I$  ist man in der Lage, ausgehend von der zur  $H_0$ -Achse symmetrischen fiktiven Grundfunktion die in Abb. 1 zu erkennenden charakteristischen Verformungen der gemessenen Preisach-Funktionen zu deuten.



## a) Zipfelbildung

Vermindert man, von der positiven Sättigung ausgehend, die Feldstärke auf einen Wert  $H_A > -H_c$ , dann eilt die auf die Grundfunktion wirksame Magnetisierungsfront  $H_R$  hinter der Front  $H_A$  her. Bei der zur Messung erforderlichen darauffolgenden Steigerung der Feldstärke, die im folgenden kurz als Abfragen bezeichnet werden soll, wird man in Abb. 4 längs der Linie  $CD$   $\gamma$ -Werte feststellen, die  $\gamma_0$ -Werten längs der

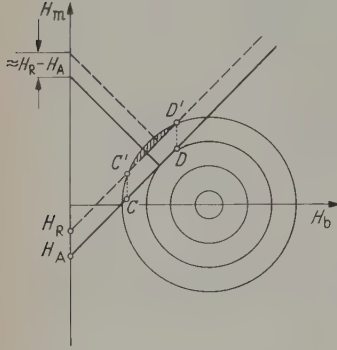


Abb. 4

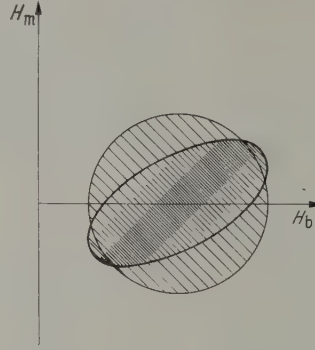


Abb. 5

Abb. 4 und 5. Der Einfluß einer durchlaufenden Magnetisierungsfront auf das Preisach-Diagramm

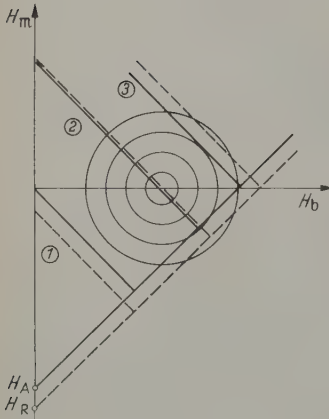


Abb. 6

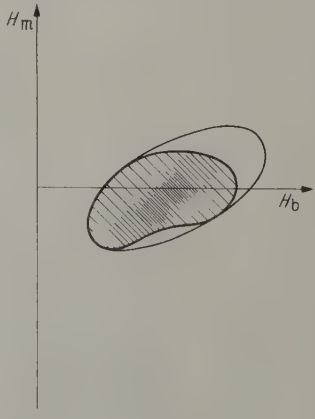


Abb. 7

Abb. 6 und 7. Der Einfluß des Abfragens auf das Preisach-Diagramm

Linie  $C'D'$  entsprechen. Für  $H_A = -H_c$  fallen beide Fronten zusammen. Da also die auf die Grundfunktion wirksame Magnetisierungsfront  $H_R$  schneller als die außen am Kern meßbare Front  $H_A$  das Preisach-Diagramm durchläuft, scheint für den Beobachter die durch die Änderung von  $H_A$  entstehende Induktionsänderung bei rotationssymmetrischer Grundfunktion  $\gamma_0$  von einer ellipsenförmig zusammengedrückten Preisach-Funktion  $\gamma$  herzurühren (Abb. 5).

Es ist weiter zu beachten, daß beim Abfragen ebenfalls eine Magnetisierungsänderung auftritt. Die dadurch verursachte Induktionsänderung ist in Abb. 4 relativ klein (schraffierter Bereich), d.h. der Abstand der äußerlich meßbaren Abfragefront von der auf die Grundfunktion wirksamen wird sich beim Abfragevorgang kaum verändern. Vermindert man jedoch die Feldstärke von der positiven Sättigung auf einen Wert  $H_A$ , der unterhalb der negativen Koerzitivkraft

liegt (Abb. 6), dann treten beim Abfragen große Induktionsänderungen auf, die infolge der dadurch hervorgerufenen Änderungen der inneren Feldstärke einen erheblichen Einfluß auf die Lage der Front  $H_R$  im Vergleich zur Front  $H_A$  haben. In Abb. 6 liegt b) Beginn des Abfragevorgangs die äußerlich meßbare Front  $H_A$  vor der Front  $H_R$  ( $B < 0$ ; Zustand ①). Im Zustand ② fallen beide Fronten zusammen ( $B = 0$ ) und im Zustand ③ liegt  $H_A$  hinter  $H_R$  ( $B > 0$ ).

Folge davon tritt eine weitere Verformung der gemessenen Preisach-Funktion ein.

Hat die Grundfunktion also die in Abb. 5 angedeutete Form (Säule mit kreisförmiger Grundfläche, symmetrisch zur  $H_b$ -Achse), dann liefert die Messung auf Grund der beschriebenen Einflüsse eine Preisach-Funktion, im Prinzip wie Abb. 7 aussieht.

b) Überhöhung von  $\gamma$ 

Die im Punkt a) geschilderten Induktionsänderungen haben zur Folge, daß sich die Grundfunktion in charakteristischer Weise verformt, ihre Grundfläche verkleinert. Da die Integrale der Grundfunktion und der gemessenen Preisach-Funktion über  $H_b$  und  $H_m$  ein Maß für die gesamten irreversiblen Induktionsänderungen sind und deshalb gleich sein müssen, erhöhen sich die Induktionsänderungen im Vergleich mit der Grundfunktion, die  $\gamma$ -Werte der gemessenen Preisach-Funktion.

Diese durch die Messung auftretende Überhöhung von  $\gamma$  kann auch noch auf andere Art anschaulich gemacht werden. Betrachtet man einen bestimmten Bereich unter  $+45^\circ$  verlaufenden Streifen im Preisach-Diagramm Abb. 8, der durch die Magnetisierungsfronten  $-H_c$  und  $-H_c - \Delta H_c$  begrenzt ist, so sieht man, daß für die erste Front wegen  $B = 0$  auch  $H_T = 0$  ist und die äußerlich meßbare Front mit der auf die Grundfunktion wirksamen zusammenfällt. Für die Front  $-H_c - \Delta H_c$  wird jedoch

$B < 0$  und die auf die Grundfunktion wirksame Front eilt der äußerlich meßbaren um eine gewisse Feldstärke  $\Delta H_1(B)$  voraus. Deshalb wird die wirkliche Streifenbreite  $\Delta H'_c/\sqrt{2}$  größer als die außen am Kern meßbare Streifenbreite  $\Delta H_c/\sqrt{2}$  sein. Es gilt allgemein für einen beliebigen Streifen:

$$\Delta H'_v = \Delta H_v + \Delta H_{1v}(B) \quad v = 1, 2, 3, \dots$$

Bei der Bestimmung von  $\gamma$  wird nun folgendermaßen vorgegangen [1]: Man registriert die beim Abfragen an einer Sekundärwicklung des untersuchten Ringkernes auftretenden induzierten Spannungen  $u_v(H_v, H)$  und  $u'_v(H_v - \Delta H_v, H)$ , die zu den eingestrichelten Magnetisierungsfronten  $H_v$  und  $H_v - \Delta H_v$  gehören. Die  $\gamma$ -Werte längs des betrachteten, unter  $+45^\circ$  verlaufenden Streifens sind proportional dem Ausdruck  $(u'_v - u_v)/\Delta H_v$ . Zur Berechnung von  $\gamma$  wird also  $\Delta u_v = u'_v - u_v$  durch

ert  $\Delta H_v < \Delta H'_v$  dividiert, die erhaltenen Werte für werden größer als die betreffenden Werte der Grundfunktion sein. Diese Überhöhung von  $\gamma$  ist für Streifen der Nähe von  $-H_c$  im allgemeinen am größten, hier bei Feldstärkeänderungen  $\Delta H_c$  die größten Induktionsänderungen zu erwarten sind. Deshalb wird bei einer Grundfunktion mit kontinuierlich sich ändernden  $\gamma_0$ -Werten der bei der gemessenen Preisachfunktion parallel zur Richtung der 1. Winkelhalbierenden verlaufende Zipfel besonders ausgeprägt.

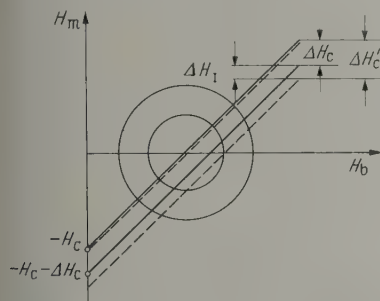


Abb. 8. Wirkliche und scheinbare Lagen der Ummagnetisierungsfront beim Beginn des Abfragens

Die Vergrößerung der Streifenbreite hat noch eine weitere Beeinflussung der aus den gemessenen Spannungskurven erhaltenen  $\gamma$ -Werte zur Folge. Werden Kurven  $u_v$  bzw.  $u'_v$  beispielsweise mit einem Elektronenstrahloszillographen registriert, dann beginnen alle unabhängig von der eingestellten Magnetisierungsfront an der gleichen Stelle der Zeitachse (bei Verwendung eines sägezahnförmigen Magnetisierungsstromes ist  $t \sim H$ ). Da die Spannungsdifferenz  $\Delta u_v$  jedoch aus Wertepaaren gezogen werden muß, die man bei derselben Lage der Abfragefront  $H$  erhält, müssen die Spannungskurven  $u_v$  und  $u'_v$  vor der Differenzbildung um einen der Streifenbreite proportionalen Betrag gegeneinander verschoben werden. Die aus den Versuchsbedingungen berechenbare, der Feldstärke  $\Delta H_v$  proportionale Streifenbreite stimmt aber nicht mit der wirklichen überein, die der Feldstärke  $\Delta H'_v$  entsprechend Gl. (5) proportional ist. Bildet man die Differenz  $\Delta u_v$  nach einer Verschiebung der Kurve  $u_v$  gegenüber der Kurve  $u'_v$  um einen  $\Delta H_v$  proportionalen Betrag, so wird man wegen der zu kleinen Verschiebung auch negative Werte für  $\gamma$  erhalten. Dieser Verlauf soll durch Abb. 9 verdeutlicht werden. Diese Abbildung zeigt zwei gemessene Spannungskurven  $u_v$  und  $u'_v$ . Bildet man die Differenz  $\Delta u_v$  nach einer der berechneten Streifenbreite  $\Delta H_v$  proportionalen Verschiebung (Lage b) der Kurve  $u_v$ , so erhält man zuerst negative Werte für  $\Delta u_v$ . Der Maximalwert der Kurve  $\Delta u_v$  ist größer als die Differenz der Maximalwerte der beiden Kurven  $u_v$  und  $u'_v$ . Diese negativen Werte werden vermieden, wenn man die der Feldstärke  $\Delta H'_v$  proportionale Verschiebung experimentell bestimmt (Lage c) der Kurve  $u_v$ . Die zwei benachbarte Magnetisierungsfronten gemessener Spannungskurven müssen zu diesem Zweck so weit gegeneinander verschoben werden, daß sie jeweils am Anfang und am Ende (Beginn und Ende der durch die Abfragen verursachten Magnetisierungsänderungen) übereinstimmen. Die Differenz der auf diese

Weise ineinander eingepaßten Spannungskurven ist dann immer positiv. Man erhält so eine Preisach-Funktion, bei der die Einflüsse der inneren variablen Kopplungen teilweise korrigiert sind. Die Integrale der Differenzspannungen über der Zeit ( $t=0$  bis  $t=\infty$ ) sind natürlich für die Lagen b) und c) der Kurve  $u_v$  gleich groß.

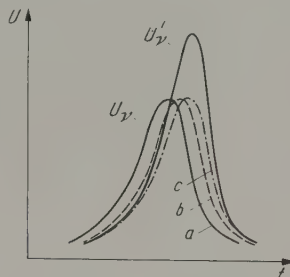


Abb. 9. a) Gemessene Kurve  $u_v$ , b)  $u_v$  nach einer  $\Delta H_v$  proportionalen Verschiebung, c)  $u_v$  nach einer  $\Delta H'_v$  proportionalen Verschiebung

Die durch Einpassen bestimmte Verschiebung verhält sich zu der berechneten wie  $\Delta H'_v/\Delta H_v$ . Der Ausdruck  $\Delta H'_v/\Delta H_v$  hat bei der von der positiven Sättigung ausgehenden Messung ein Maximum bei dem Streifen, der die Front  $H_A = -H_c$  enthält. Für kleiner oder größer werdende Feldstärken  $H_A$  strebt  $\Delta H'_v/\Delta H_v$  gegen 1. Für das Material Ultraperm Z\* wurde in Abb. 10 die unter Berücksichtigung der  $\Delta H_v$  proportionalen Verschiebung erhaltene Preisach-Funktion

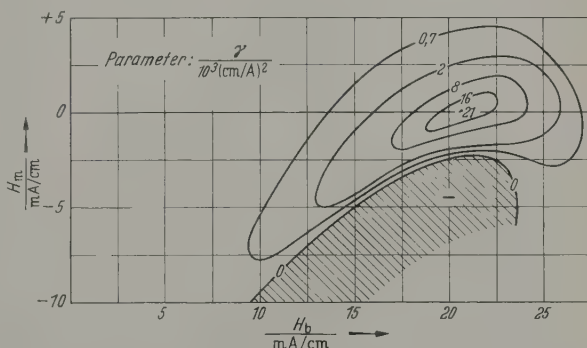


Abb. 10. Preisach-Funktion des Materials Ultraperm Z, die aus den gemessenen Spannungskurven unter Berücksichtigung einer  $\Delta H_v$  proportionalen Verschiebung gewonnen wurde

dargestellt. Abb. 11 zeigt die durch Einpassen der Spannungskurven erhaltene teilweise korrigierte Preisach-Funktion. Bei diesem Material weisen die aus den Meßwerten durch verschiedene Auswertungsmethoden erhaltenen Preisach-Funktionen verhältnismäßig große Unterschiede auf, da wegen der rechteckähnlichen Hystereseschleife die Spannungskurven relativ steil und schmal sind.

### c) Verschiebung des Maximums von $\gamma$

Vermindert man die äußere Feldstärke von der positiven Sättigung ausgehend auf den Wert  $H_A = -H_c$ , so stimmt die Front  $H_A$  mit der Front  $H_R$  überein ( $B=0$ ). Beim Abfragen wird die Induktion positiv und die auf die Grundfunktion wirksame Abfragefront läuft der äußerlich meßbaren voraus. Deshalb

\* Materialbezeichnung der Firma Vacuumschmelze A.G.



wird das auf der  $H_b$ -Achse gelegene Maximum der Grundfunktion schon bei einer Feldstärke  $H_A$  ummagnetisiert, für die  $H_A < H_c$  ist (Abb. 12). Das Maximum der gemessenen Preisach-Funktion erscheint also nicht auf der  $H_b$ -Achse, sondern es muß bei der

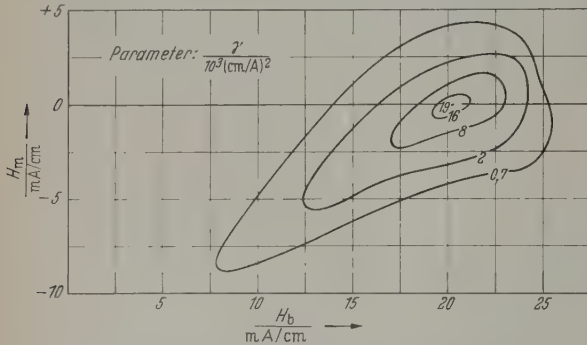


Abb. 11. Preisach-Funktion des Materials Ultraperm Z, die aus den gemessenen Spannungskurven durch Einpassen gewonnen wurde

von der positiven Sättigung ausgehenden Messung unterhalb dieser Achse liegen. Die gemessenen Preisach-Funktionen der untersuchten Materialien zeigen

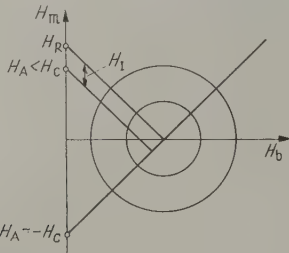


Abb. 12. Verschiebung des Maximums von  $\gamma$

alle dieses Verhalten. Lediglich bei Ultraperm schließt die durch die Meßgenauigkeit bedingte Toleranz für das Maximum von  $\gamma$  die  $H_b$ -Achse ein.

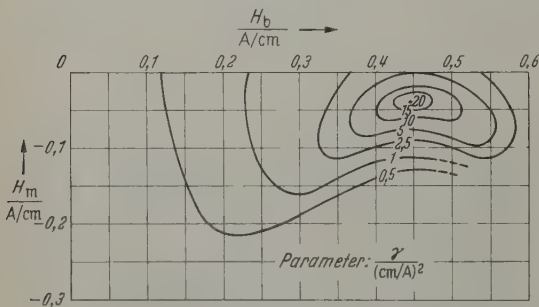


Abb. 13. Gemessene Preisach-Funktion des Materials Permenorm 3601 K1; Messung vom entmagnetisierten Zustand ausgehend

#### d) Die vom entmagnetisierten Zustand ausgehenden Messungen

In ähnlicher Weise wie bei der von der Sättigung ausgehenden Messung kann man auch vom entmagnetisierten Zustand ausgehend eine Preisach-Funktion messen, indem man die Aussteuerung  $H$  schrittweise vergrößert.  $\gamma$  kann dann längs der Magnetisierungsfront  $H$  aus der Differenz der induzierten Spannungen errechnet werden, die man für die Aussteuerungen  $H$

und  $H + \Delta H$  erhält. Man bekommt mit dieser Methode allerdings nur die Preisach-Funktion für  $H_b < 0$ .

Bei kleinen Aussteuerungen ( $H_A \ll H_c$ ) werden nun nur verhältnismäßig kleine Induktionsänderungen ergeben, da das Maximum der Grundfunktion in der gemeinsamen an der Stelle  $H_b = H_c$ ;  $H_m = 0$  liegt. Deshalb wird die dabei auftretende innere Feldstärke keinen wesentlichen Einfluß auf die Messung haben. Die gemessenen Preisach-Funktionen stimmen praktisch mit den ihnen entsprechenden Grundfunktionen übereinstimmen und der Preisach-Funktion symmetrisch zur  $H_b$ -Achse sein. Erhöht man die Aussteuerung bis in die Nähe der Koerzitivfeldstärke, dann ähneln die Vorgänge im Material denjenigen, die bei der von der Sättigung ausgehenden Messung im Material auftreten. Bei einer Aussteuerung  $H_A > H_c$  werden sich deshalb bei beiden Meßverfahren erhaltenen Preisach-Funktionen ähneln. Da jedoch bei der Ummagnetisierung des Maximums von  $\gamma_0$  das magnetisierte Volumen bei der vom entmagnetisierten Zustand ausgehenden Messung kleiner ist als bei der anderen Messung, muß hier auch der Abstand des Maximums von  $\gamma$  von der  $H_b$ -Achse kleiner sein.

Ebenfalls ist bei der Ummagnetisierung des Maximums von  $\gamma_0$  bei gleicher Streifenbreite  $\Delta H$  das dem ummagnetisierten Streifen des Preisach-Diagrammes befindliche Volumen hier nur ungefähr halb so groß wie bei der von der Sättigung ausgehenden Messung. Deshalb ist auch die Überhöhung des Maximums von  $\gamma$  bei dieser Methode nicht so groß wie bei jener.

Abb. 1 zeigt für das Material Permenorm 3601 K1 die bei der von der Sättigung ausgehenden Messung erhaltene Preisach-Funktion. In Abb. 13 ist für das selbe Material das Ergebnis der vom entmagnetisierten Zustand ausgehenden Messung dargestellt.

## 6. Die rechnerische Behandlung der Messung unter Berücksichtigung der variablen inneren Kopplungen

Wir wollen nun versuchen, die Auswirkungen der durch Gl. (3) definierten inneren Feldstärke auf die Grundfunktion bei den durch die Meßmethode bedingten Induktionsänderungen rechnerisch zu untersuchen.

Die innere Feldstärke wurde in Abhängigkeit von der Induktion durch Gl. (3) dargestellt:

$$H_I = C \frac{B}{\mu_0}$$

Um die bei einer bestimmten Feldstärke aufzunehmende Induktion mit Hilfe einer vorgegebenen Grundfunktion berechnen zu können, soll  $B$  durch die Integralkurve über die positiv bzw. negativ magnetisierten Teile des Preisach-Diagrammes ersetzt werden. Werden folgende Abkürzungen eingeführt:

$$\iint \gamma_0(H_b, H_m) \cdot dH_b \cdot dH_m = V_p$$

in positiver Richtung magnetisiertes Volumen des Preisach-Diagrammes,

$$\iint \gamma_0(H_b, H_m) \cdot dH_b \cdot dH_m = V_n$$

negativer Richtung magnetisiertes Volumen des Preisach-Diagrammes,

$$\int_{H_m=-\infty}^{+\infty} \int_{H_b=0}^{+\infty} \gamma_0(H_b, H_m) \cdot dH_b \cdot dH_m = V_{\text{ges}}$$

(Gesamt) Volumen des Preisach-Diagrammes.

Dabei ist zu beachten, daß  $V_p$ ,  $V_n$  und  $V_{\text{ges}}$  dimensionslose Größen sind.

Mit diesen Abkürzungen erhält man (unter Vernachlässigung der reversiblen Vorgänge):

$$B = (V_p - V_n) \cdot B_s, \quad (6)$$

$$V_{\text{ges}} = V_p + V_n. \quad (7)$$

Et (6) und (7) erhält man aus (3):

$$H_K = C \cdot \frac{B_s \cdot V_{\text{ges}}}{\mu_0} \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{V_n}{V_{\text{ges}}}\right) = H_K \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{V_n}{V_{\text{ges}}}\right). \quad (8)$$

$H_K$  wird als Koppelfaktor bezeichnet und hat die Dimension einer magnetischen Feldstärke.  $H_K$  gibt die maximal mögliche Differenz zwischen den Magnetisierungsfronten  $H_A$  und  $H_R$  an. Gl. (8) soll nur für die untersuchten hochpermeablen Werkstoffe gelten, bei denen man die reversiblen Induktionsänderungen gegenüber den irreversiblen vernachlässigen kann.

Geht man von der positiven Sättigung eines Materials aus ( $V_n=0$ ), dann ist  $H_{I0}=H_K$ . Vermindert man die Feldstärke auf einen Wert  $H_A$  unterhalb der Sättigung, dann wird durch die Front  $H_R=H_A+H_K$  ein bestimmter Bereich des Preisach-Diagrammes mit dem Volumen  $V_{n1}$  ummagnetisiert. Entsprechend Gl. (8) vermindert sich dann der Unterschied von äußerlich meßbarer Magnetisierungsfront  $H_A$  und auf der Grundfunktion wirksamer Magnetisierungsfront  $H_{I0}=H_K$  auf den Wert

$$H_{I1} = H_K \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{V_{n1}}{V_{\text{ges}}}\right) < H_K. \quad (9)$$

Dadurch wird die Magnetisierungsfront  $H_R$  zusätzlich um weiteren Streifen des Preisach-Diagrammes mit der Breite  $1/2 \cdot 2 \cdot H_K \cdot V_{n1}/V_{\text{ges}}$  und dem Volumen  $V_{n2}$  ummagnetisieren. Dies führt zu einer weiteren Verminderung der inneren Feldstärke auf den Wert

$$H_{I2} = H_K \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{V_{n1} + V_{n2}}{V_{\text{ges}}}\right). \quad (10)$$

Durch Fortsetzung dieser Rechnung erhält man für die äußere Feldstärke  $H_A$  gehörende innere Feldstärke den Wert

$$H_{I\infty} = \lim_{v \rightarrow \infty} H_{Iv} = H_K \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{V_{n1} + V_{n2} + V_{n3} + \dots}{V_{\text{ges}}}\right), \quad (11)$$

$$\sum_{v=1}^{\infty} V_{nv} = V_n(H_A). \quad (12)$$

Die Berechnung des bei einer bestimmten äußeren Feldstärke  $H_A$  sich einstellenden Volumens  $V_n$  ist also von den im Material wirksamen Kopplungen abhängig. bzw.  $V_p$  kann nur durch eine Reihenrechnung bestimmt werden.

Erhöht man, ausgehend von  $H_A$ , beim Abfragen die äußere Feldstärke wieder, dann nimmt  $V_n$  ab und man kann zu jeder Lage der Abfragefront  $H$  das betreffende Volumen  $V_n(H_A, H)$  in der geschilderten

Weise berechnen. Damit ist auch die zu jeder äußerlich meßbaren Abfragefront gehörende Induktion bekannt. Man kann nun in Nachahmung des angewandten Meßverfahrens für zwei benachbarte Umkehrfeldstärken  $H_A$  und  $H_A - \Delta H_A$  die Induktion bzw. die induzierte Spannung in Abhängigkeit der Abfragefeldstärke berechnen und daraus durch Differenzbildung eine Größe erhalten, die der durch die Messung erhaltenen Preisach-Funktion  $\gamma$  entspricht.

Geht man bei dieser Rechnung von einer Grundfunktion aus, die durch Rotation einer Gaußschen Verteilungsfunktion um die Achse  $H_b=H_c$  entstanden ist, dann wird die Rechnung dadurch sehr erschwert,

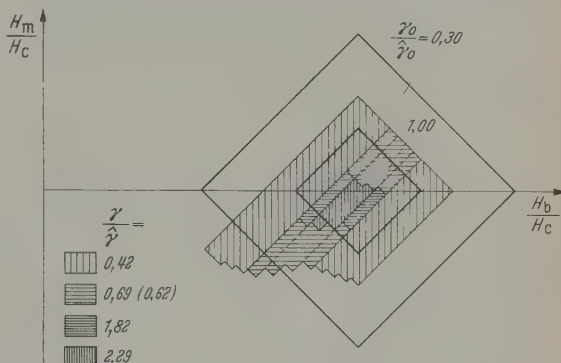


Abb. 14. Schematische Grundfunktion und die mit  $H_K/H_c=0,2$  gerechnete Preisach-Funktion

daß das zur Volumenbestimmung erforderliche Doppelintegral nicht in geschlossener Form auswertbar ist und auch nur in Sonderfällen aus tabellierten Werten bestimmt werden kann.

Deshalb wurde das Verhalten vereinfachter Grundfunktionen studiert, die durch Parallelen zu den unter  $+45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  verlaufenden Magnetisierungsfronten beschrieben werden können. Dadurch wird die Rechnung wesentlich vereinfacht. Abb. 14 zeigt einmal die Gestalt einer angenommenen Grundfunktion in Höhenliniendarstellung und darin eingezeichnet die mit  $H_K/H_c=0,2$  gerechnete Preisach-Funktion. Hier sind schon die charakteristischen Merkmale der gemessenen Preisach-Funktionen zu erkennen: Zipfelform, Verschiebung des Maximalwertes von  $\gamma$ , durch Zusammenschieben der Grundfunktion verursachte Überhöhung von  $\gamma$ .

## 7. Schlußbemerkungen

Durch die Einführung der inneren Feldstärke  $H_I$  ist man in der Lage, das Aussehen der gemessenen Preisach-Funktionen zu deuten. Der für  $H_I$  gemachte einfache Ansatz ist jedoch nur für hochpermeable Materialien und dort wohl nur in der Umgebung des Maximums von  $\gamma$  für die näherungsweise Beschreibung der Vorgänge im Preisach-Diagramm ausreichend.

Im Hinblick auf die praktische Verwendung der gemessenen Preisach-Funktionen hat sich gezeigt, daß diese Funktionen die an sie geknüpften Erwartungen nur zum Teil erfüllt haben. Man hatte sich ursprünglich vorgestellt, die zu einem beliebigen Feldstärkeverlauf gehörenden irreversiblen Induktionsänderungen unmittelbar durch Integration der entsprechenden Teile der gemessenen Preisach-Funktionen zu erhalten. Dies ist bei den Materialien nicht möglich, die vom



jeweiligen Magnetisierungszustand abhängige Kopplungen aufweisen und deren gemessene Preisach-Funktionen deshalb von der Meßmethode abhängig sind. Man müßte hier erst nach einem Verfahren suchen, das es gestattet, von den Meßergebnissen auf die zugehörige Grundfunktion zu schließen. Erst mit ihr könnte man unter Berücksichtigung der variablen Kopplungen den zu einem beliebigen Feldstärkeverlauf gehörenden Induktionsverlauf berechnen. Trotzdem sind die gemessenen Preisach-Funktionen schon jetzt ein wertvolles Hilfsmittel bei der Betrachtung der Hysteresevorgänge ferromagnetischer Materialien. Sie eignen sich dazu, die Art und die Einflüsse der variablen inneren Kopplungen zu studieren und sie gestatten es, den magnetischen Charakter eines Materials zu erkennen. Dadurch ist man in der Lage, mindestens qualitative Aussagen über das magnetische Verhalten der untersuchten Materialien zu machen.

### Zusammenfassung

Die durch Blochwände getrennten Bezirke ferromagnetischer Materialien sind nach PREISACH gekennzeichnet durch rechteckige Hystereseschleifen mit individueller Koerzitivkraft  $H_b$  und individueller magnetischer Vorspannung  $H_m$ . Die nach einer von WILDE und GIRKE angegebenen Methode gemessenen Preisach-Funktionen  $\gamma(H_m, H_b)$  erwiesen sich entgegen den Erwartungen von PREISACH als unsymmetrisch zur  $H_b$ -Achse.

Für diese Unsymmetrie werden innere Kopplungen zwischen den einzelnen Bezirken verantwortlich gemacht. Sie verzerren eine ursprünglich symmetrische Grundfunktion  $\gamma_0(H_m, H_b)$  zur gemessenen Preisach-Funktion  $\gamma(H_m, H_b)$ . Diese inneren Kopplungen werden pauschal durch ein inneres Feld  $H_I$  beschrieben.

Auf die Grundfunktion  $\gamma_0(H_m, H_b)$  wirkt die Summe  $H_R = H_A + H_I$  von äußerer und innerer Feldstärke.

Magnetisiert man von der positiven Sättigung ausgehend ab, wie dies im angegebenen Meßverfahren geschieht, so bleibt die wirksame Feldstärke  $H_R$  hinter der angelegten Feldstärke zurück, bis die Koerzitivkraft  $H_c$  erreicht ist. Nach Unterschreiten der Koerzitivkraft läuft die wirksame Feldstärke der meßbaren Feldstärke voraus.

Man kann die innere Feldstärke mit  $H_I = C \frac{I}{\mu_0}$  proportional zur Induktion ansetzen und aus den Meßergebnissen einen Näherungswert für den Faktor  $C$  bestimmen.

Mit dieser einfachen Annahme kann man nicht nur die unsymmetrische Lage der gemessenen Preisach-Funktion erklären, sondern auch eine ganze Reihe von Einzelheiten ihrer Gestalt, wie für einige charakteristische Nickel-Eisen-Legierungen gezeigt wird.

Herrn Prof. Dr. R. FELDTEKLER möchte ich herzlich dafür danken, daß er die Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut ermöglichte und ihren Verlauf durch sein stets vorhandenes Interesse und durch zahlreiche Ratschläge förderte. Außerdem der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit Dank gesagt. Firma Vacuumschmelze A.G. bin ich für die bereitwillige Lieferung von Materialproben zu Dank verpflichtet.

**Literatur:** [1] WILDE, H., u. H. GIRKE: Z. angew. Phys. **11**, 339 (1959). — [2] PREISACH, F.: Z. Physik **94**, 277 (1935).

Dipl.-Ing. HORST GIRKE,  
Institut für Nachrichtentechnik  
der Technischen Hochschule Stuttgart

## Bestimmung der thermischen Kenngrößen schlecht wärmeleitender Stoffe mit einer Zweiplattenapparatur ohne Schutzring

Von WERNER KNAPPE

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 13. Juli 1960)

### 1. Einleitung

Schlecht wärmeleitende Stoffe, die als Kunststoffe, keramische Werkstoffe, Gläser und Baustoffe große technische Bedeutung besitzen, werden meistens in Plattenform verwendet. Aus diesem Grund wird die Wärmeleitfähigkeit vorzugsweise an plattenförmigen Proben gemessen. Vielfach schreibt auch die Anisotropie dieser Stoffe (z.B. bei Schichtpreßstoffen wie Hartpapier, Hartgewebe, glasfaserverstärkten Kunststoffen usw.) die Plattenform vor. Die vom meßtechnischen Standpunkt günstigeren Probenformen wie Kreiszylinder (Rohr) und Kugel (Hohlkugel) haben nur in Sonderfällen, vor allem bei pulver- oder kornförmigen Wärmeschutzstoffen Bedeutung erlangt. Zusammenfassende Besprechungen meßtechnischer Fragen finden sich in verschiedenen Handbüchern [1], [2], [3] sowie im Archiv für technisches Messen [4]. Dort geht auch F. GOTTWALD [5] auf die besonderen Verhältnisse bei Kunststoffen ein.

Nach wie vor besitzt das auf R. POENGENS zurückgehende Plattenverfahren mit Schutzring eine große Bedeutung. Versuchsdurchführung und Versuchsauswertung sind deshalb genormt [6]. Einfache der experimentellen Verwirklichung als dieses Absorptionsverfahren ist die von S. ERK u. Mitarb. entwickelte Relativmethode [7]. Auch hier sind Bestrebungen im Gange, das Meßverfahren zu normen [8].

Die vorgenannten Verfahren beschränken sich auf Messungen in dem Temperaturbereich, in welchem betreffende Werkstoff technisch angewendet wird. Wärmeleitfähigkeit wird als Mittelwert über ein recht großes Temperaturintervall bestimmt.

Um jedoch zu einem besseren theoretischen Verständnis der Wärmeleitfähigkeit zu gelangen, ist notwendig, die Wärmeleitfähigkeit in einem möglichst großen Temperaturbereich zu messen und die Mittelung über kleine Temperaturintervalle möglichst genau die Änderung der Wärmeleitfähigkeit

er Temperatur zu verfolgen. Bei Kunststoffen gilt es besonders für die Bereiche, in denen sich die übrigen physikalischen Eigenschaften mit der Temperatur besonders stark ändern (Einfrierbereiche, Schmelzbereich und Umwandlungsbereiche des kristallinen Anteils). Unter diesen Gesichtspunkten ist von W. HOLZMÜLLER und M. MÜNX [9] eine Zweiplattenapparatur mit Schutzring entwickelt worden, bei der die Temperaturdifferenz zwischen beiden Meßflächen der Probe nur etwa 2° C beträgt. Die Messungen liegen in einem Temperaturbereich von 20 bis 140° C. Messungen bei tiefen Temperaturen sind von SCHALLAMACH [10] sowie später von T.M. DAUPHINEE u. Mitarb. [11] unternommen worden. In diesen Fällen befinden sich die Plattensysteme im Vakuum, so daß auf einen Schutzring verzichtet werden kann. Bei tiefen Temperaturen und Vakuum können jedoch die üblicherweise zur Verbesserung des Wärmekontakts zwischen Probe und Heiz- bzw. Kühlplatte eingesetzten Hilfsmittel wie Öle und Fette nicht mehr verwendet werden. Es besteht die Gefahr, daß sich beim Abkühlen der Wärmekontakt verschlechtert und eine zu niedrige Wärmeleitfähigkeit der Probe vorgetäuscht wird. Solche Effekte sind besonders dann zu erwarten, wenn z.B. ein hochviskoser Stoff beim Abkühlen aus dem kautschukartigen in den glasartigen Zustand übergeht. Anzeichen beruhen die von SCHALLAMACH [10] und DAUPHINEE [11] gefundenen sprunghaften Änderungen der Wärmeleitfähigkeit sowie die damit verbundenen Hystereseerscheinungen auf derartigen Änderungen des Wärmekontakts, denn bei späteren Messungen von K.H. HELLWEGE u. Mitarb. [12] wurden Naturkautschuk sowie weichgemachtem Polymethylchlorid keine sprunghaften Änderungen der Wärmeleitfähigkeit im Einfrierbereich gefunden. Bei dieser Arbeit sind die zur quasistationären Messung der Wärmeleitfähigkeit benutzten Thermoelemente in die von innen her beheizte zylinderförmige Probe eingebettet, so daß eine Verfälschung der Ergebnisse durch schlechten Wärmekontakt unwahrscheinlich ist.

Nachteilig beim stationären Plattenverfahren ist die lange Zeit, die bis zum Einstellen des Temperaturgleichgewichts abgewartet werden muß. Man kann diese Zeit verkürzen, indem man nicht wie üblich mit konstanter Heizleistung arbeitet, sondern zu Beginn des Versuchs erhöhte Leistung zuführt. W. OSWALD [13] konnte bei einer stationären Zweiplattenapparatur mit Schutzring auf diese Weise die Meßzeiten auf ein Viertel der ursprünglich benötigten Zeit herabsetzen. In der von OSWALD beschriebenen Apparatur wird die Temperaturdifferenz zwischen Heizung und Kühlplatten durch eine automatische Temperaturregelung konstant gehalten. Gemessen wird die im Gleichgewichtszustand über einen Wattendenzähler zugeführte Heizleistung.

Wesentlich kürzere Meßzeiten benötigen die instationären Meßverfahren. Die Absolutmessung liefert hierbei meistens eine aus Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , spezifischer Wärme  $c$  und Dichte  $\rho$  zusammengesetzte Größe wie die Temperaturleitzahl  $a = \lambda/(c\rho)$  oder die Wärmeeindringzahl  $b = \sqrt{\lambda c\rho}$ . Ein von L.N. CLARKE [14] angegebenes einfaches instationäres Plattenverfahren ermöglicht die direkte Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit, falls die spezifische Wärme,

welche in einer Korrektur eingeht, näherungsweise bekannt ist. Instationäre Verfahren lassen sich auch als Relativverfahren ausbilden. Auf diese Weise ist es z.B. möglich auf absolutem Weg die Temperaturleitzahl und mit Hilfe der bekannten thermischen Kenngrößen der Vergleichssubstanz die Wärmeleitfähigkeit der Probe zu berechnen [15].

Sowohl bei den stationären als auch bei den instationären Meßverfahren werden die thermischen Kenngrößen punktweise als Mittelwerte für ein bestimmtes Temperaturintervall bestimmt. Eine Möglichkeit zur kontinuierlichen Messung bieten die quasistationären Verfahren. Der quasistationäre Zustand liegt vor, wenn für alle Stellen der Meßanordnung und für alle Zeiten gilt

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \text{konstant} = \frac{\dot{Q}}{mc} \quad (1)$$

$$\left. \begin{array}{l} \theta = \text{Temperatur,} \\ t = \text{Zeit,} \\ \dot{Q} = \text{je Zeiteinheit zugeführte Wärme,} \\ m = \text{Masse} \\ c = \text{spezifische Wärme} \end{array} \right\} \text{der Probe.}$$

Aus Messungen von  $\partial\theta/\partial t$  läßt sich bei konstantem  $\dot{Q}$  die spezifische Wärme berechnen. Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  folgt aus Temperaturmessungen an zwei Punkten der Probe. Ein derartiges Verfahren für plattenförmige Proben haben O. KRISCHER und H. ESDORN [16] beschrieben. Ein weiteres quasistationäres Plattenverfahren, welches allerdings nur die Wärmeleitfähigkeit zu messen gestattet, geht auf TH. GAST u. Mitarb. zurück [17]. Quasistationäre Methoden der zuvor beschriebenen Art [12], [16] liefern nur brauchbare Werte in Temperaturbereichen, in denen sich die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit nur geringfügig mit der Temperatur ändern. In vielen Fällen, insbesondere bei Messungen in der Nähe von Umwandlungsbereichen bei Kunststoffen, sind die quasistationären Methoden nur bedingt brauchbar. Man muß daher auf geeignete stationäre Verfahren zurückgreifen.

In der hier vorliegenden Arbeit wird ein solches einfaches Zweiplatten-Meßverfahren beschrieben, das es ermöglicht, die Temperaturabhängigkeit der stationär gemessenen Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen genau zu erfassen. An Stelle der üblichen Heizplatte wird, ähnlich wie bei dem quasistationären Verfahren von KRISCHER und ESDORN, eine Folie aus Konstantan von 10  $\mu$  Dicke verwendet. Diese Art der Heizung ermöglicht den Wegfall des Schutzrings. Neben der stationären Messung der Wärmeleitfähigkeit sind instationäre Messungen zur Bestimmung von Temperaturleitzahl und Wärmeeindringzahl möglich. Auch der quasistationäre Vorgang kann zur Messung der Temperaturleitzahl herangezogen werden.

## 2. Beschreibung der Versuchsanordnung

Abb. 1 vermittelt einen Überblick über die Apparatur. Das aus der Heizfolie  $H$ , den beiden Proben  $P_1$  und  $P_2$  sowie den beiden Kühlplatten  $K_1$  und  $K_2$  bestehende Meßsystem ist in einem aufklappbaren metallischen Behälter  $B$  untergebracht. Die Wandungen dieses Behälters sowie die beiden Kühlplatten werden von der Flüssigkeit eines Umlauf-Thermostaten durchströmt. Damit sind die thermischen Verhältnisse in





unter (6) aufgeführte Randbedingung dritter Art umfaßt den Fall extremer Wärmeableitung ( $\vartheta=0, \partial\vartheta/\partial x=0$ ), den Fall verbotener Wärmeableitung ( $\vartheta=\infty, d\vartheta/dx=0$ ) sowie alle Zwischenstufen. Integration von (4) führt zu

$$\vartheta = \frac{\dot{Q}_F d}{2\lambda} \left( 1 - \frac{\cosh qx}{\cosh ql/2 + Kq \sinh ql/2} \right) \tag{7}$$

$$q = \sqrt{\frac{2\lambda}{d' d \lambda'}}. \tag{8}$$

Im Fall extremer Wärmeableitung ( $K=0$ ) erhält man in der Mitte des Systems ( $x=0$ )

$$\vartheta_m = \frac{\dot{Q}_F d}{2\lambda} \left( 1 - \frac{1}{\cosh ql/2} \right). \tag{9}$$

Wenn  $\vartheta_m$  weniger als 1% von der Temperatur des Zweiplattensystems ohne seitliche Wärmeableitung abweichen soll, ist zu setzen

$$\frac{1}{\cosh ql/2} < 0,01 \quad \text{oder} \quad ql/2 > 6.$$

Für den folgenden für die experimentellen Verhältnisse ungünstigsten Fall etwa zutreffenden Zahlenwerten  $\lambda=2 \cdot 10^{-4}$  cal/(sec cm grad),  $\lambda'=10^{-1}$  cal/(sec cm grad),  $d'=10^{-3}$  cm und  $d=1$  cm ergibt sich  $q=2$  und damit  $l/2 < 3$  cm. Da  $l/2$  in der vorliegenden Versuchsanordnung 4 cm beträgt, ist anzunehmen, daß die gut wärmeleitende Stromzuführung die Messung nicht wesentlich beeinflußt. Die vorstehende Rechnung kann nur als grobe Näherung betrachtet werden, da die seitliche Wärmeströmung innerhalb der beiden Heizelektroden nicht in Anschlag gebracht wird. Die Messergebnisse (s. 4.1) zeigen jedoch, daß die unter (2) angegebene Beziehung für Dicken bis über 1 cm im Rahmen dieser Rechnung einwandfrei erfüllt ist.

### 3.2. Bestimmung der Wärmeeindringzahl aus dem Anlaufvorgang

Befinden sich die beiden Platten zu Beginn der Messung auf gleicher Temperatur ( $\Delta\vartheta=0$ ), so steigt mit dem Einschalten der konstanten Heizleistung  $N$  die Temperatur der Heizfolie nach folgender Beziehung an

$$\Delta\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{N}{\sqrt{\lambda c \rho F}} \sqrt{t}. \tag{10}$$

Die Ableitung dieser Beziehung geschieht unter den Voraussetzungen, daß

- a) das Plattensystem als beidseitig unendlich ausgedehnt betrachtet werden kann ( $d \rightarrow \infty$ ),
- b) die Heizfolie keine Wärmekapazität besitzt.

Voraussetzung a) ist erfüllt, solange  $t$  nicht die sog. Einlagerungszeit  $t_u$  übersteigt [16], wobei  $t_u$  durch die folgende Beziehung definiert ist:

$$t_u = \frac{d^2}{6a} \tag{11}$$

d: Plattendicke,  $a$  = Temperaturleitzahl.

Voraussetzung b) ist weitgehend durch Verwendung einer dünnen Metallfolie als Heizkörper angenähert. Der Einfluß der Wärmekapazität  $W$  der Heizfolie läßt sich durch eine Rechnung erfassen, welche bei der

Integration der Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial t} = a \frac{\partial^2\vartheta}{\partial x^2} \tag{12}$$

folgende Anfangs- und Randbedingungen zugrunde legt

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad \vartheta=0 \quad \text{für alle } x \\ t>0 \quad \frac{N}{2F} = \frac{W}{2F} \frac{\partial\vartheta}{\partial t} - \lambda \frac{\partial\vartheta}{\partial x} \\ x=0 \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

Die Temperatur in der Heizfolie wird demnach als örtlich konstant angenommen (s. Abb. 4), eine Voraussetzung, die infolge der gegenüber der Probe wesentlich höheren Wärmeleitfähigkeit der Heizfolie annähernd zutrifft. Die Integration ist mit Hilfe der

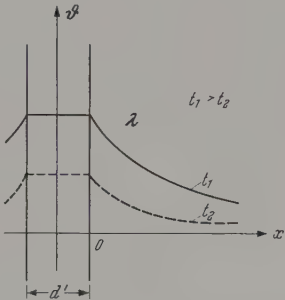


Abb. 4. Temperaturverlauf beim Anlaufvorgang

Laplace-Transformation [18] leicht möglich und führt zu folgendem Ergebnis für die Temperatur der Heizfolie

$$\Delta\vartheta = \left\{ \pi F b \frac{N}{\sqrt{t}} \times \left[ 1 - \frac{W \sqrt{\pi}}{4 F b} \frac{1}{\sqrt{t}} \left( 1 - e^{-\frac{4 F^2 b^2 t}{W^2}} \operatorname{erfc} \frac{2 F b}{W} \sqrt{t} \right) \right] \right\} \tag{14}$$

Hierin ist  $b = \sqrt{\lambda c \rho}$  die Wärmeeindringzahl und  $\operatorname{erfc} u = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du$ .

Zur Ermittlung der Wärmeeindringzahl  $b$  zieht man vorteilhaft die erste Ableitung von  $\Delta\vartheta$  nach  $\sqrt{t}$  heran. Im Falle von Gl. (10) ergibt sich

$$\frac{d\Delta\vartheta}{d\sqrt{t}} = \frac{N}{\sqrt{\pi F b}} \tag{15}$$

im Falle von Gl. (14) folgt

$$\frac{d\Delta\vartheta}{d\sqrt{t}} = \frac{2N}{W} \sqrt{t} e^{-\frac{4 F^2 b^2 t}{W^2}} \operatorname{erfc} \frac{2 F b}{W} \sqrt{t}. \tag{16}$$

Wie zu erwarten geht Gl. (16) für große Werte von  $t$  und  $W \rightarrow 0$  in Gl. (15) über.

Die hier aufgeführten Rechnungen geben die Temperatur der Heizfolie an. In unserer Versuchsanordnung wird aber die Temperatur in etwa 0,1 mm Entfernung von der Heizfolie gemessen. Dieser Umstand, der besonders zu Beginn des Anlaufvorgangs merkliche Abweichungen von Gl. (13) und (14) zur Folge hat, kann durch Korrekturen berücksichtigt werden. Die entsprechenden Rechnungen und Zahlenangaben finden sich bei KRISCHER und ESDORN [16].



### 3.3. Bestimmung der Temperaturleitzahl aus dem Abklingvorgang

Nach Erreichen des stationären Zustands kann das Absinken der Heizfolientemperatur bei abgeschalteter Heizleistung zur Bestimmung der Temperaturleitzahl  $a = \lambda / (c\rho)$  benutzt werden. Die ebenfalls mit Laplace-Transformation unter Annahme eines anfänglich linearen Temperaturverlaufs durchgeführte Rechnung ergibt folgende für kleine Werte von  $t$  gültige Näherung:

$$\Delta\vartheta_{st.} = 1 - \frac{2\sqrt{a}}{\sqrt{\pi d}} \sqrt{t} + \frac{Wa}{2dF\lambda} \left( 1 - e^{-\frac{4F^2 b^2}{W^2 a} t} \operatorname{erfc} \frac{2Fb}{W} \sqrt{t} \right). \quad (17)$$

Hier ist  $\Delta\vartheta_{st.}$  die stationär gemessene Temperaturdifferenz ( $t=0$ ;  $\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_{st.}$ ). Ähnlich wie beim An-

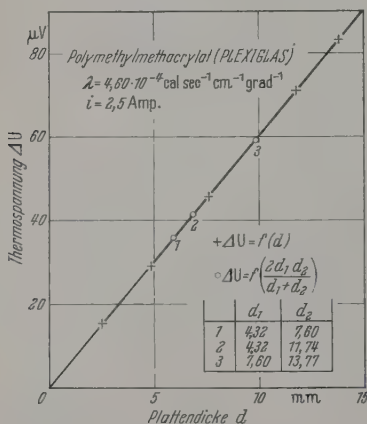


Abb. 5. Thermospannung in Abhängigkeit von der Plattendicke bei Plexiglas

laufvorgang erhält man als erste Näherung unter Vernachlässigung der Wärmekapazität der Heizfolie

$$\frac{1}{\Delta\vartheta_{st.}} \frac{d\Delta\vartheta}{d\sqrt{t}} = -\frac{2\sqrt{a}}{\sqrt{\pi d}}. \quad (18)$$

Wie im experimentellen Teil dieser Arbeit gezeigt wird, eignet sich Gl. (18) zur Bestimmung der Temperaturleitzahl  $a$ .

### 3.4. Bestimmung der Temperaturleitzahl aus quasistationären Messungen

Der quasistationäre Zustand liegt vor, wenn für alle Zeiten an allen Stellen des Plattensystems  $\partial\vartheta/\partial t = \text{constant} = D$  erfüllt ist. Die partielle Differentialgleichung Gl. (12) geht damit in eine einfache lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung über. Berücksichtigt man die Wärmekapazität  $W$  der Heizfolie, indem man wie in Abschnitt 3.2 die Randbedingung Gl. (13) einführt, so folgt eine parabolische Temperaturverteilung in der Probe. Diese Temperaturverteilung verschiebt sich mit der Geschwindigkeit  $D$  nach höheren Temperaturen. Es gilt

$$\vartheta_{\text{quasist.}} = (N - WD) \frac{d - x}{2F\lambda} - \frac{D}{2a} (d^2 - x^2) + \vartheta_0 + Dt. \quad (19)$$

Insbesondere folgt für die an beiden Seiten der Platte ( $x=0$  und  $x=d$ ) gemessene Temperaturdifferenz

$$\Delta\vartheta_{\text{quasist.}} = (N - WD) \frac{d}{2F\lambda} - \frac{Dd^2}{2a}.$$

Gl. (20) eignet sich zur Bestimmung von  $a$ , wenn  $N$  bekannt ist. Im einfachsten Fall ( $N=0$  und  $W$  geht Gl. (20) über in

$$\Delta\vartheta_{\text{quasist.}} = -\frac{Dd^2}{2a}.$$

Diese Beziehung ermöglicht eine absolute Messung der Temperaturleitzahl  $a$ .

## 4. Meßergebnisse

### 4.1. Stationäre Messungen

Durch Messungen bei 20° C wurde zunächst festgestellt, daß die für stationäre Messungen gültige Gl. (2) für verschiedene Werte von  $i$  und insbeson-

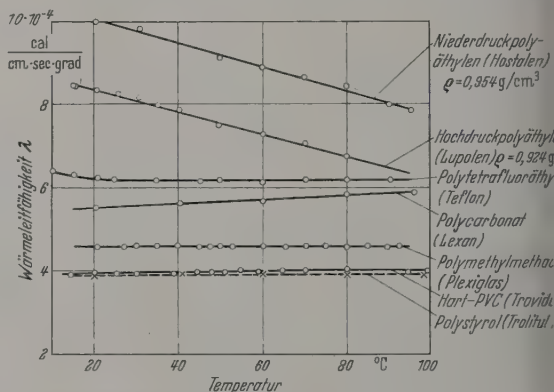


Abb. 6. Wärmeleitfähigkeit einiger thermoplastischer Kunststoffe in Abhängigkeit von der Temperatur

von  $d$  erfüllt ist. Abb. 5 zeigt Messungen an Plexiglas. Die geforderte Linearität von Thermospannung und Plattendicke ist bis zu Dicken von 15 mm vorhanden. Auch Messungen mit zwei Platten verschiedener Dicke  $d_1$  und  $d_2$  ergeben die gleiche lineare Beziehung, wenn man als Mittelwert für die Dicke

$$\bar{d} = \frac{2d_1d_2}{d_1 + d_2}$$

einsetzt. Nachdem somit Unsymmetrien im Wärmestrom sich nicht verflächtigend auf die Messung auswirken, läßt sich die Apparatur in gewissen Grenzen auch für Relativmessungen heranziehen, wobei die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_1$  einer Platte von der Dicke  $d_1$  bekannt ist, während die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_2$  einer anderen Platte  $\lambda_2$  gesucht wird.

Abb. 6 bringt mehrere charakteristische Meßergebnisse an einigen Kunststoffen im Temperaturbereich 20 bis 100° C. Auf eine Deutung der Meßergebnisse wird in einer späteren Arbeit in größerem Zusammenhang eingegangen.

Die maximale Abweichung im Meßergebnis beim mehrmaligem Ein- und Ausbau der gleichen Platte nach folgender Messung ist kleiner als  $\pm 1\%$ . Die maximale Fehler der Absolutmessung wird auf  $\pm 1\%$  bei Platten von mehr als 5 mm Dicke geschätzt.

## 4.2. Anlaufvorgang

Der in dieser Arbeit zur Temperaturmessung benutzte Kompensationsschreiber (Fabrikat PHILIPS 4060) mit vorgeschaltetem Mikrovoltverstärker liefert nicht ohne weiteres für die Erfassung schnell verlaufender Temperaturänderungen, wie sie beim Anlauf- und Abklingvorgang auftreten, geeignet. Es ist zu vermuten, daß die Anzeige des Schreibers hinter der wahren Temperatur nachhinkt. Falls dieser Nachlauffehler dem Betrag nach konstant ist, bleibt die Steigung gemäß Gl. (15) unverändert und führt zu richtigen Wert der Wärmeeindringzahl  $b$ . Abb. 7 zeigt den mit 1,174 cm dicken Platten aus Plexiglas gemessenen zeitlichen Anstieg der Thermospannung  $\Delta U$  für  $t$ . Die mit Hilfe von zwei gleichzeitig bedienten Appuren als Mittelwert von drei Messungen bestimmten Meßpunkte liegen auf einer Geraden, welche die Ordinatensachse bei  $-4 \mu V$  schneidet. Die angegebene Temperatur ist also gegenüber dem idealen Wert gemäß Gl. (10) zu niedrig. Folgende Ursachen kommen in Betracht:

1. Die Wärmekapazität der Heizfolie führt zu einer Herabsetzung der Temperatur gemäß Gl. (14).
2. Die Temperaturdifferenz wird in etwa 0,1 mm Entfernung von der Heizfolie zwischen der Teflonfolie und der Probe gemessen und nicht exakt an der Stelle  $x = 0$ .
3. Die Trägheit des Kompensationsschreibers bewirkt einen Nachlauffehler in der Temperaturanzeige. Aus den Messungen gemäß Abb. 7 folgt eine Wärmeeindringzahl  $b = 0,0134 \text{ cal grad}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1/2}$ . Die Übereinstimmung mit dem von KRISCHER und ESDORN angegebenen Wert von  $0,0137 \text{ cal grad}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1/2}$  ist befriedigend. Damit ist gezeigt, daß die Steigung der in Abb. 7 eingezeichneten Geraden nicht wesentlich durch die unter 1. bis 3. genannten Fehler verfälscht wird.

## 4.3. Abklingvorgang

Abb. 8 zeigt Messungen an drei Plexiglasplatten verschiedener Dicke. Wie beim Anlaufvorgang ergibt sich gemäß Gl. (18) ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Temperaturdifferenz und  $\sqrt{t}$ . Der beim Anlaufvorgang in 4.2 unter 1. diskutierte Fehler tritt auch beim Abklingvorgang gemäß Gl. (17) in gleicher Weise auf. Hingegen wird der Fehler gemäß 2. geringer, da die Temperaturgefälle in der Nähe der Heizfolie beim Abklingvorgang wesentlich kleiner als beim Anlaufvorgang ist. Der durch das Meßinstrument bedingte Fehler hat vermutlich wieder die gleiche Größe. Diese Betrachtungen werden durch die in Abb. 8 zusammengestellten Ergebnisse bestätigt. In allen Fällen wird die Ordinatensachse von dem verlängerten Anfangsteil der Kurve oberhalb der stationär gemessenen Anfangstemperatur geschnitten. Bei einer Plattendicke von 1,174 cm beträgt die Abweichung  $4 \mu V$ , ist also wesentlich kleiner als beim Anlaufvorgang. Die gemäß Gl. (18) errechneten Werte der Temperaturleitfähigkeiten sind in Abb. 8 eingetragen. Der von KRISCHER und ESDORN [16] angegebene Wert liegt bei  $1,13 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ .

## 4.4. Quasistationäre Messungen

Die experimentelle Verwirklichung des quasistationären Zustands geschieht in einfacher Weise (Z. f. angew. Physik, Bd. 12

dadurch, daß das zur Temperaturregelung des Umlaufthermostaten dienende Kontakt-Thermometer fortlaufend gleichmäßig verstellt wird, indem man den Verstellmagneten über einen Synchronmotor mit Untersetzungsgetriebe in gleichmäßige Drehung versetzt. Die Genauigkeit, mit welcher der quasistationäre Zustand verwirklicht werden kann, wird durch das Verhältnis von Grund- zur Regellast bei der

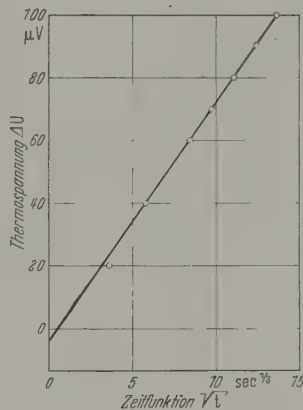


Abb. 7. Anlaufvorgang für Plexiglas

Thermostatenheizung, hauptsächlich aber durch die Genauigkeit und Empfindlichkeit des Kontakt-Thermometers bestimmt.

Die genaueste Absolutmessung der Temperaturleitzahl  $a$  ist dann möglich, wenn man ohne Heizfolie arbeitet und die obere Lötstelle des Thermoelements zwischen die beiden Proben  $P_1$  und  $P_2$  legt. Zur Auswertung dient Gl. (21).

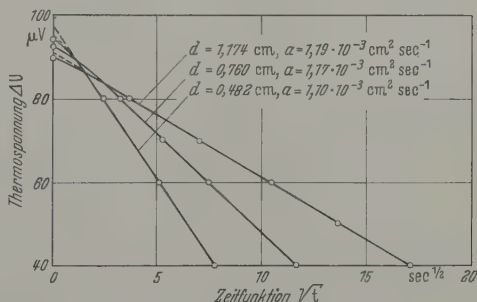


Abb. 8. Abklingvorgang für Plexiglasplatten verschiedener Dicke

Will man Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit in einer Versuchsreihe ohne Umbau der Apparatur bestimmen, so ist es z. B. möglich, zuerst die Einstellung der stationären Temperaturdifferenz abzuwarten und anschließend bei gleicher Heizleistung und ansteigender Temperatur die quasistationäre Temperaturdifferenz zu messen. Bei der Auswertung bedient man sich vorteilhaft einer etwas abgewandelten Form von Gl. (20)

$$\Delta \vartheta_{st.} - \Delta \vartheta_{quasist.} = \frac{D d^3}{2a} + \frac{W D d}{2F \lambda}. \quad (23)$$

Da in diesem Falle die Temperatur im quasistationären Zustand nicht exakt an der Stelle der Heizfolie ( $x = 0$ ) gemessen wird, sondern in etwa 0,10 mm Entfernung zwischen Probe und Teflonfolie, ist die quasistationäre



gemessene Temperaturdifferenz  $\Delta\vartheta_{\text{quasist.}}$  gegenüber dem in Gl. (23) einzusetzenden Wert zu klein. Eine entsprechende Korrektur läßt sich folgendermaßen ableiten:

In Gl. (19) ist an Stelle von  $d$ ,  $d + \Delta d^*$  zu setzen und die Temperaturdifferenz für die Stellen  $x = \Delta d^*$  und  $x = d + \Delta d^*$  zu bilden, wobei sich die Korrektur  $\Delta d^*$  für die in dieser Arbeit verwendeten Teflonfolien berechnet zu

$$\Delta d^* = \frac{d_{\text{Teflon}}}{\lambda_{\text{Teflon}}} \cdot \lambda_{\text{Probe}}$$

$d_{\text{Teflon}}$  ist die Dicke der Teflonfolie. Es folgt also

$$\Delta\vartheta_{\text{quasist.}} = (N - WD) \frac{d}{2F\lambda} - \frac{D}{2a} (d^2 + 2d\Delta d^*), \quad (24)$$

$$\Delta\vartheta_{\text{st.}} - \Delta\vartheta_{\text{quasist.}} = \frac{D}{2a} d^2 \left(1 + 2 \frac{\Delta d^*}{d}\right) + \frac{WDd}{2F\lambda}. \quad (25)$$

Wie man aus einer zahlenmäßigen Abschätzung mit  $\Delta d^* = 0,10$  mm ersieht, beträgt der Fehler bei der Bestimmung von  $a$  für Platten von 5 mm Dicke etwa 4%.

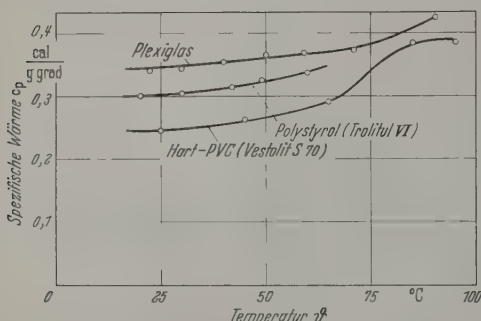


Abb. 9. Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme, berechnet aus quasistationären Messungen

Die von der Wärmekapazität  $W$  der Folie herrührende Korrektur fällt nur unwesentlich ins Gewicht. Abb. 9 zeigt Ergebnisse von quasistationären Messungen an Plexiglas, Hart-PVC (Vestolit S 70 der Chemischen Werke Hüls A.-G. und Polystyrol (Trolitul VI der Dynamit-Nobel AG). Aufgetragen ist als Funktion der Temperatur die aus der Temperaturleitzahl berechnete spezifische Wärme.

## 5. Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit zeigt, daß sich die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit einfach und genau durch stationäre Messungen mit der hier beschriebenen Zweiplattenapparatur erfassen läßt. Darüber hinaus können auch weitere thermische Kenngrößen aus instationären und quasistationären Messungen mit dieser Apparatur bestimmt werden. Instationäre und quasistationäre Messungen in der hier beschriebenen Art sind keineswegs auf die hier beschriebene Apparatur ohne Schutzring beschränkt. Sie lassen sich auch mit der Schutzringapparatur, bei welcher die Wärmekapazität der Heizplatte nicht mehr vernachlässigbar klein ist, durchführen. Die entsprechenden mathematischen Beziehungen sind für alle wichtigen Fälle angegeben [Gl. (14), (17) und (19)].

Der Temperaturbereich der Messungen ist wesentlich durch die Thermostatenflüssigkeit sowie durch die Werkstoffe der Schläuche im Inneren der Apparatur begrenzt. Eine Ausweitung des Meßbereichs bis  $+200^\circ\text{C}$  und  $-60^\circ\text{C}$  dürfte ohne Schwierigkeiten möglich sein. Dieser Bereich läßt sich wahrscheinlich noch erweitern, wenn man auf durchströmte Kühlplatten verzichtet und die Kühlung des in einem Behälter untergebrachten Plattensystems direkt in ein Flüssigkeitsbad vornimmt. Auf diese Weise läßt sich sämtliche Schläuche weg. Eine entsprechende Apparatur für Messungen bei tiefen Temperaturen befindet sich zur Zeit im Bau.

## Zusammenfassung

Es wird eine einfache Zweiplattenapparatur beschrieben, in welcher an Stelle einer massiven Heizplatte eine dünne gleichmäßig vom Strom durchflossene Folie aus Konstantan verwendet wird. Proben dienen quadratische Platten von 80 mm Kantenlänge und 3 bis 12 mm Dicke, ohne daß eine Schutzringanordnung oder eine Korrektur für seitlichen Wärmeabfluß erforderlich ist. Neben stationären Messungen der Wärmeleitfähigkeit, bei denen die Temperaturdifferenz an beiden Seiten der Probe etwa  $2^\circ\text{C}$  beträgt, lassen sich auch instationäre und quasistationäre Messungen zur Bestimmung der Wärmeeindringzahl und Temperaturleitzahl durchführen. Die zur Auswertung erforderlichen mathematischen Beziehungen werden auch für Heizplatten mit nicht vernachlässigbarer Wärmekapazität angegeben. Die Brauchbarkeit der verschiedenen Methoden wird an Hand einiger Messungen an Kunststoffen erläutert. Weitere bereits vorliegende Ergebnisse werden in einer späteren Arbeit diskutiert.

Herrn Professor Dr. K.-H. HELLWEGE danke für Förderung und Diskussion dieser Arbeit.

**Literatur:** [1] GEIGER-SCHEEL: Handbuch der Physik Bd. XI, S. 98ff. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958. [2] EDER, F. X.: Moderne Meßmethoden der Physik, Teil I, S. 320ff. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1956. — [3] KOHLRAUSCH, F.: Praktische Physik, 20. Aufl. Bd. 1, S. 538ff. Stuttgart: B. G. Teubner 1955. — [4] W. GER, O.: Die Messung der Wärmeleitfähigkeit. Teil I: Messung bei stationärem Wärmeabfluß. Teil II: Messung bei stationärem Wärmeabfluß. Arch. techn. Messen V 9213-1 vom Juli 1941 und V 9213-2 vom Juli 1942. — [5] GOTTWALD, Messung der Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen. Arch. techn. Messen V 9213-3 vom Mai 1943. — [6] DIN 5262 Blatt 1 vom Juli 1959. Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mit dem Plattengerät. — [7] ERK, S., A. KELLER u. H. POHL, Phys. Z. 38, 394 (1937). — [8] VDE 0304 Leitsätze für Prüfverfahren zur Beurteilung des thermischen Verhaltens von Isolierstoffen. Teil I: Bestimmung thermischer Kenngrößen von festen Isolierstoffen. — [9] HOLZMÜLLER, W., u. M. MÜLLER, Kolloid-Z. 159 (1), 25 (1958). — [10] SCHALLAMACH, A., E. Phys. Soc., Lond. 53, 214 (1941). — [11] DAUPHINEE, T. D. G. IVEY u. H. D. SMITH: Canad. J. Res. A 28, 596 (1956). — [12] HELLWEGE, K.-H., W. KNAPPE u. V. SEMJONOV: angew. Phys. 11, 285 (1959). — [13] OSWALD, W.: Z. angew. Phys. 5, 130 (1953). — [14] CLARKE, L. N.: Aust. J. Appl. Phys. 1, 173 (1954). — [15] VOLKENSTEIN, W. S.: Z. techn. Phys. Moskau 22, 1043 (1952). Übersetzt in: Die Technik d. (1953). — [16] KRISCHER, O., u. H. ESDORN: VDI-Forsch. 450, 28 (1954). — [17] GAST, Th., K.-H. HELLWEGE u. KOHLHEPP: Kolloid-Z. 152 (1), 24 (1957). — [18] CARSLAW, H. S., and J. C. JAEGER: Conduction of Heat in Solids, 2nd edit., p. 297ff. Oxford: Clarendon Press 1959.

Dr. WERNER KNAPPE,  
Deutsches Kunststoff-Institut Darmstadt

# Über das Abklingen von Lichtbögen. II

## Prüfung der Theorie an experimentellen Untersuchungen

Von GERHARD FRIND  
Mit 7 Textabbildungen  
(Eingegangen am 5. Juni 1960)

### I. Einführung

In (I)<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß das Abklingen des Leitwertes eines Lichtbogens näherungsweise durch zwei Zeitkonstanten beschrieben werden kann, durch eine relativ kleine, die dem dünnen Bogenkern und eine größere, die den breiten äußeren Bogenteilen zugeordnet werden muß. Es wurde ferner erläutert, warum bei Messungen die kleinere von beiden Zeitkonstanten ermittelt wird. Für diese lieferte die Rechnung die Formel<sup>2</sup>:

$$\Theta = \frac{\pi r_0^2}{\pi \cdot 2,4^2 k} \quad (1)$$

Das Abklingen des Leitwertes im Bogenkern erfolgt um so schneller, je kleiner der Leitfähigkeitsquerschnitt  $\pi r_0^2$  und je größer die Temperaturleitfähigkeit  $k$  ist. Für die Bestimmung der Zeitkonstanten  $\Theta$  nach (1) müssen also die Größen  $\pi r_0^2$  und  $k$  ermittelt werden. Es sei noch erwähnt, daß der aus einem Stromversuchsversuch ermittelte Wert der Zeitkonstanten  $\Theta$ , nämlich:

$$\Theta_{\text{Stufe}} = \frac{\pi r_0^2}{\pi \cdot 2,4^2 k} \cdot \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d \log E}{d \log I} \right) \quad (1a)$$

um den hinzukommenden Faktor  $\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d \log E}{d \log I} \right)$  von der Neigung der Strom-Spannungscharakteristik abhängt. Jedoch ist dieser Faktor nur schwach veränderlich. Im Grenzfall kleiner Ströme kann eine merbolische Charakteristik  $E \sim I^{-1}$  angenommen werden; dann ist der Faktor gleich 1. Im Fall sehr großer Ströme wird er wegen  $E \sim I^{0,4}$  gleich 0,3. Bei geringen Strömen kann man also in guter Näherung  $\Theta_{\text{Stufe}} = \Theta$  setzen.

Der leitfähige Querschnitt  $\pi r_0^2$  eines zylindersymmetrischen Bogens läßt sich in Abhängigkeit von der Stromstärke im Prinzip nach der von H. MAEK- [1] abgeleiteten Formel:

$$r_0 = 2,22 R e^{-1/2zf} \quad (2)$$

berechnen<sup>3</sup>, wenn die  $\sigma(S)$ -Kurve bekannt ist, die die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  von der Stromleitfunktion  $S = \int_0^T \kappa dT$  für das betreffende Gas wiedergibt. In Gl. (2) sind  $R$  der Rohrradius,  $1,2484$  eine Konstante und der Füllfaktor  $f$  das Verhältnis der Fläche unter der  $\sigma(S)$ -Kurve zum Rechteck  $\sigma_0 S_0^*$ .

Der Arbeit von H. MAEKER [1] entnehmen wir die dort eingehend begründeten und diskutierten

Verlauf der Kurve  $\pi r_0^2$  (I) eines Molekulgases bei gegebenem Rohrradius  $R$ , wobei wir uns aber auf eine schematische Darstellung des leitfähigen Querschnittes in Abhängigkeit von der relativen Stromstärke  $I/I_{\min}$  beschränken<sup>4</sup>.  $I_{\min}$  ist die Stromstärke, bei der der leitfähige Querschnitt bei der Kernbildung ein Minimum durchläuft.

Diesen Kurvenverlauf kann man etwa in 4 Abschnitte unterteilen (Abb. 1). Bei geringen Stromstärken unterhalb der Dissoziationstemperatur der Moleküle wächst im Abschnitt  $A-B$  der leitfähige

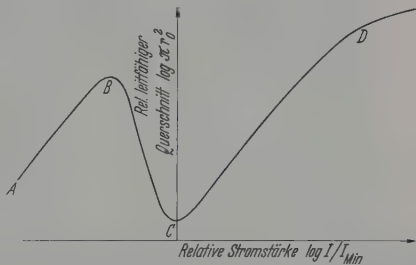


Abb. 1. Relativer leitfähiger Querschnitt als Funktion der relativen Stromstärke, schematisch

Querschnitt  $\pi r_0^2$  mit dem Strom an. Wird die Temperatur in der Bogenachse hinreichend hoch, so daß die Moleküle in stärkerem Maße dissoziieren, dann bildet sich, wie in (I) ausführlich gezeigt wurde, ein dünner Bogenkern aus, der auf den schon bei niedrigen Stromstärken vorhandenen breiten äußeren Bogenteilen relativ geringer Leitfähigkeit aufsetzt. Dieser Vorgang der Kernbildung kommt in einer wesentlichen Verkleinerung des leitfähigen Querschnittes mit wachsendem Strom im Abschnitt  $B-C$  von Abb. 1 zum Ausdruck.

Bei weiterer Steigerung des Bogenstromes nimmt der Querschnitt des Bogenkernes, der nun in guter Näherung dem leitfähigen Querschnitt gleich ist, im Abschnitt  $C-D$  kräftig zu, bis seinem Anwachsen durch die Rohrwand oberhalb  $D$  eine Grenze gesetzt wird. Er füllt das Rohr dann fast ganz aus.

Diese Abhängigkeit des leitfähigen Querschnittes von der relativen Bogenstromstärke ist im Prinzip für alle Molekulgase gleich. Der Absolutwert der Stromstärke  $I_{\min}$  hängt jedoch empfindlich von der Bindungsenergie der einzelnen Gase und außerdem vom Rohrradius  $R$  ab.

So tritt z. B. bei einem 1 atm Stickstoff-Bogen in einem 20 mm weiten Rohr ( $R=10$  mm) die Kernbildung (Punkt  $C$  der Abb. 1) bei etwa 50 A ein, während sie in einem entsprechenden Sauerstoff-Bogen wegen der wesentlich schwächeren Bindungsenergie des  $O_2$ -Moleküls schon bei 0,5 A zu beobachten ist.

<sup>4</sup> Vgl. [1], Abb. 15. Der Teil  $A-B$  von Abb. 1 wurde dem Experiment entnommen.

<sup>1</sup> Vgl. (I), S. 232 und Abb. 1, sowie [1] Fig. 3.  
<sup>2</sup> FRIND, G.: Über das Abklingen von Lichtbögen I. Z. f. Phys. 12, 231 (1960). Diese Arbeit wird im folgenden mit (I) zitiert.  
<sup>3</sup> Vgl. Arbeit (I), Gln. (30) und (46a).  
<sup>4</sup> Man beachte, daß  $r_0 = r_e \cdot 1,52$  ist. Vgl. (I) S. 235 und [1].  
f. angew. Physik, Bd. 12



Da nach Gl. (1) die Zeitkonstante  $\Theta$  für das Abklingen des Leitwertes dem leitfähigen Querschnitt proportional ist und die Temperaturleitfähigkeit  $k$  nicht stark von der Temperatur und damit von der



Abb. 2. Niederstrom-SF<sub>6</sub>-Bogen mit Kern und Aureole, 1 Amp, 1 atm, freibrennend zwischen Kohlelektroden

Bogenstromstärke abhängt, kann für  $\Theta$  eine ähnliche Stromabhängigkeit erwartet werden, wie sie der leitfähige Querschnitt in Abb. 1 zeigt.

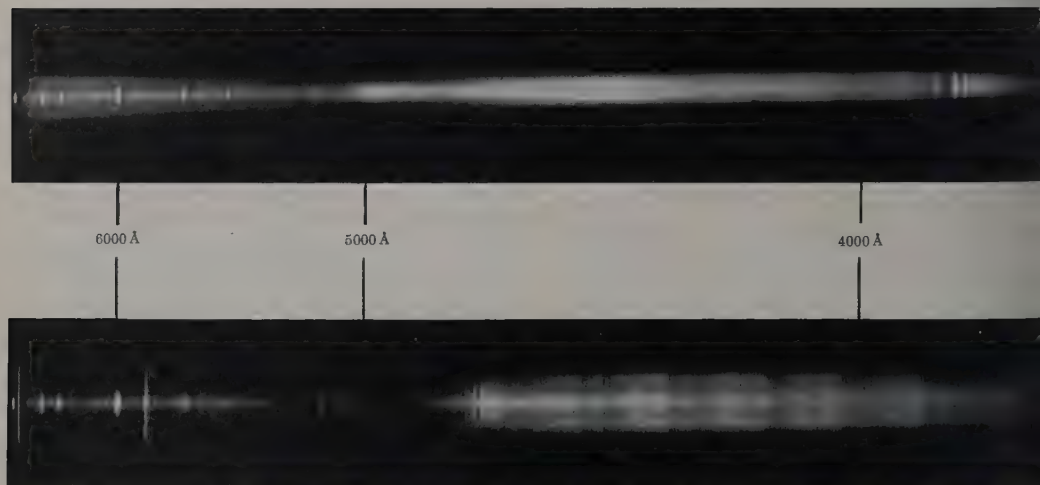


Abb. 3. Querspektrum von SF<sub>6</sub> und Schwefelbogen. Oben SF<sub>6</sub>, 5 Amp, 1 atm. Unten S<sub>2</sub>, 6 Amp, 1 atm. Beide Bögen zeigen im Kern Schwefel-Atomlinien und das Rekombinationskontinuum der Elektronen und in den Aureolen unter anderem Schwefelmolekülbanden

Die Zeitkonstante von Lichtbögen in Molekulgasen wird also bei geringen Strömen mit dem Strom zu großen Werten anwachsen, solange das Bogengas vorwiegend aus Molekülen besteht. Bei mit wachsender Stromstärke fortschreitender Dissoziation des Gases durchläuft  $\Theta$  ein Maximum, um, wenn sich bei starker Dissoziation der dünne Bogenkern ausbildet, zu einem tiefen Minimum abzufallen. Bei weiterer Erhöhung des Stromes wächst  $\Theta$  mit dem Kerndurchmesser an, bis der Rohrrand dem Anwachsen des Kerndurchmessers und der Zeitkonstanten eine Grenze setzt und sich eine asymptotische Annäherung von  $\Theta$  an einen Grenzwert ergibt.

## II. Ermittlung der Zeitkonstanten $\Theta$

### für das Abklingen des Leitwertes aus der Theorie

#### 1. Messung von Leitfähigkeitsquerschnitten

Es wurde schon bemerkt, daß die leitfähigen Querschnitte eines Gases bei bekannter  $\sigma(S)$ -Kurve berechnet werden können. Da die zur Ermittlung  $\sigma(S)$ -Kurven der verschiedenen Gase erforderliche physikalischen Daten aber unvollständig sind, wir  $\pi r_0^2$  in dieser Arbeit experimentell aus photographischen Aufnahmen von Bögen entnehmen.

Aus den so gemessenen Werten  $\pi r_0^2$  und mit geschätzten Werten der Temperaturleitfähigkeit werden für eine größere Anzahl von Gasen die Zeitkonstanten  $\Theta$  nach Gl. (1) berechnet und mit gemessenen Werten von BROWNE u. Mitarb. [2], [3], verglichen.

Unsere 20 bis 40 mm langen Bögen brannten zwischen Kohlelektroden in einem abgeschlossenen Kessel bei einem Gasdruck von 1 atm.

Der SF<sub>6</sub>-Bogen hat, wie photographische und spektrographische Aufnahmen im 1 bis 5 A Bereich zeigen, einen sehr dünnen Kern, der nur, wie der Vergleich des SF<sub>6</sub>-Spektrums mit dem Spektrum eines Schwefelbogens zeigt, Schwefelatomlinien und ein Kontinuum hoher Anregungsspannung emittiert (Abb. 2 und 3). Da es sich offenbar um das Elektronenrekombinationskontinuum des Schwefels handelt, erwies es zusammen mit den Schwefelatomlinien, daß der enge Kern eine recht hohe Temperatur hat und

Strom praktisch allein leitet. Um den Kern liegt eine ziemlich ausgedehnte Aureole aus S<sub>2</sub>-Molekülbänden u. a. Diese hat also erheblich niedrigere Temperatur als der enge Kern.

Vergleichende Aufnahmen von Sauerstoff-, Wasserstoff-, Schwefel- und Phosphorbögen im gleichen Strombereich ergaben, daß auch diese einen dünnen Kern mit Atomlinien und Rekombinationskontinuum und außen eine breite Aureole haben. Dagegen sitzen Luft-, Stickstoff- und CO<sub>2</sub>-Bögen bei so niedrigen Stromstärken keinen Kern, sondern allein ein breites Aureolengebiet. Hier verteilt sich der Strom auf die ganze Aureole.

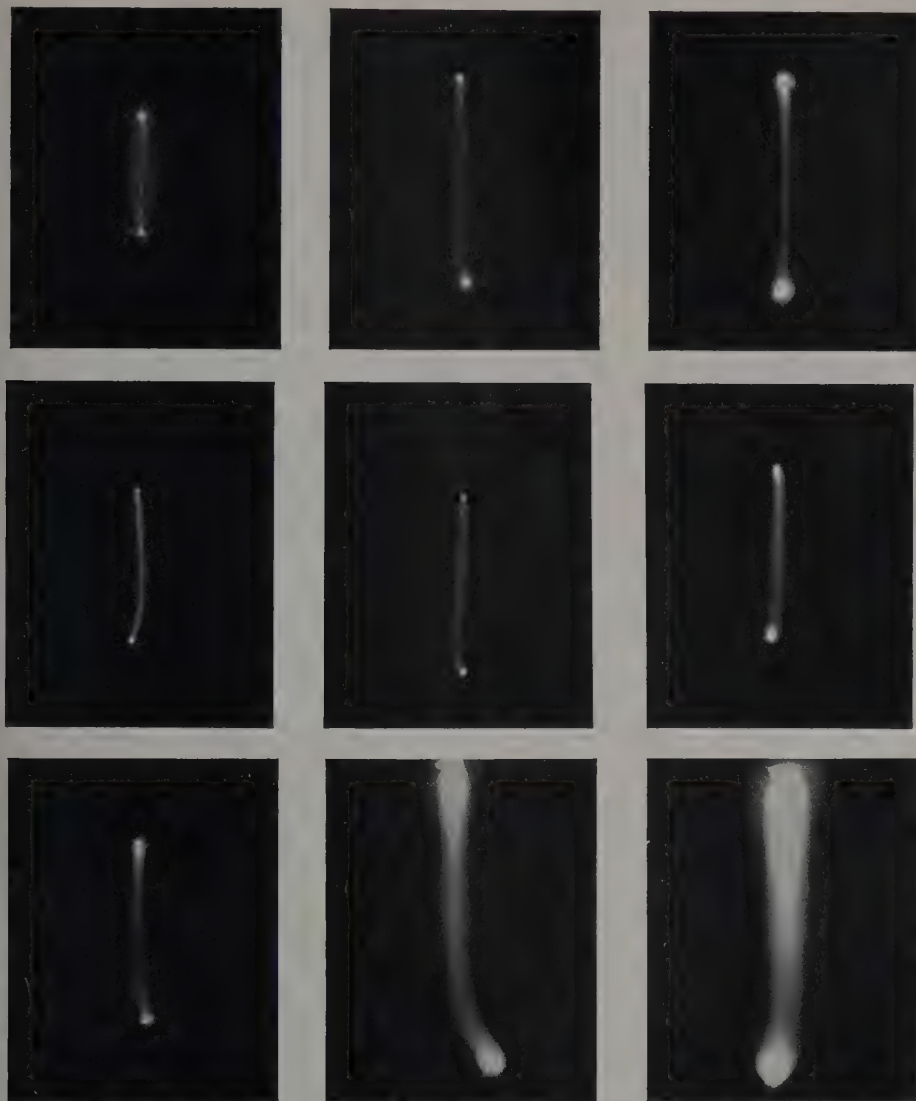


Abb. 4. Freibrennende Lichtbögen, 1 atm in von oben nach unten O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> und Luft. Von links nach rechts 1, 3 und 5 Amp. Der Sauerstoffbogen zeigt bei 1 Amp schon einen dünnen Kern

Im folgenden setzen wir bei Bögen mit Kern den stromleitenden Querschnitt dem Kernquerschnitt

Tabelle 1. Werte der Konstanten  $q$  in der Gl. (3):  $\pi r_0^2 = qI$

|                                    | Gas            |                 |                |                 |      |                |
|------------------------------------|----------------|-----------------|----------------|-----------------|------|----------------|
|                                    | H <sub>2</sub> | SF <sub>6</sub> | O <sub>2</sub> | CO <sub>2</sub> | Luft | N <sub>2</sub> |
| Stromstärke 1 A                    | 0,14           | 0,15            | 0,23           | 1,50            | —    | 12,5           |
| 2 A                                | 0,09           | 0,16            | 0,28           | 1,65            | 3,90 | 11,2           |
| 3 A                                | 0,09           | 0,22            | 0,28           | 1,50            | 4,80 | 14,2           |
| 4 A                                | 0,14           | —               | 0,33           | 1,90            | 5,50 | 15,2           |
| Wert von $q$ in mm <sup>2</sup> /A | 0,12           | 0,17            | 0,28           | 1,60            | 4,70 | 13,5           |

Abb. 5. Bei Bögen ohne Kern nähern wir  $\pi r_0^2$  durch den Querschnitt der Aureole an. Als jeweilige Begrenzung des Kern bzw. Aureole dient die Stelle, an der in

den Aufnahmen, wie in Abb. 4, die Schwärzung am steilsten abfällt. Arbeitet man für alle Gase unter den gleichen photographischen Bedingungen, so sind die so ermittelten optischen Querschnitte eine gute Näherung für die stromleitenden Querschnitte der Bögen.

In Abb. 5 sind die so gefundenen Leitfähigkeitsquerschnitte in doppelt-logarithmischem Maßstab als Funktion der Stromstärke aufgetragen. Danach steigen bei allen Gasen bis auf Wasserstoff die Querschnitte ziemlich proportional mit dem Strom an:

$$\pi r_0^2 = qI \quad (3)$$

$q$  = spezifischer Querschnitt.

Die Werte der spezifischen Querschnitte zeigt Tabelle 1. Erwartungsgemäß unterscheiden sie sich sehr stark für die verschiedenen Gase.



## 2. Abschätzung der Temperaturleitfähigkeit

Für die Temperaturleitfähigkeit  $k = \frac{\kappa}{\rho c_p}$  wurde der klassische Wert ohne Reaktionsanteil benutzt. Es ergab sich bei einer mittleren Temperatur des leitfähigen Gebietes von  $5000^\circ \text{K}$  für die Gase  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  und  $\text{SF}_6$  ein Mittelwert von:

$$k = 70 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \quad (4)$$

und für Wasserstoff wegen der kleineren Masse:

$$k = 280 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}. \quad (4a)$$

Durch den Reaktionsanteil ändert sich der Wert von  $k$  bei den Gasen  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  und Luft nicht stark, da sowohl  $\kappa$  als auch  $c_p$  in  $k$  durch die Dissoziation in ähnlicher Weise vergrößert werden.

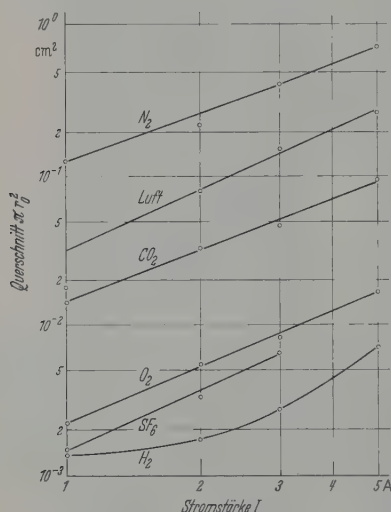


Abb. 5. Leitfähige Querschnitte von Bögen in verschiedenen Gasen. Die Bögen mit Kern, nämlich  $\text{H}_2$ ,  $\text{SF}_6$  und  $\text{O}_2$ , haben erheblich kleinere leitfähige Querschnitte als die Bögen ohne Kern

## III. Vergleich der berechneten Zeitkonstanten $\Theta$ mit gemessenen Werten

### 1. Bei der Stromstärke 1 A

Da die meisten der in der Literatur bekannten Messungen [2], [3], [4] bei der Stromstärke 1 A gemacht wurden, sollen zunächst nach Gln. (1, 4, 4a)

Tabelle 2. Werte der Zeitkonstanten  $\Theta$  von Lichtbögen mit der Stromstärke  $I = 1 \text{ A}$  und dem Druck  $p = 1 \text{ atm}$

1. Berechnet nach Gln. (1, 4, 4a) mit Hilfe der gemessenen Leitfähigkeitsquerschnitte  $\pi r_0^2$ . Bögen freibrennend.

2. Gemessen von BROWNE u. Mitarb. [2], [3]. Bögen in  $\frac{3}{4}$  inch Rohr ( $\approx 19 \text{ mm}$ ) praktisch freibrennend.

|                             | Gas           |              |               |      |              |              |        |
|-----------------------------|---------------|--------------|---------------|------|--------------|--------------|--------|
|                             | $\text{SF}_6$ | $\text{O}_2$ | $\text{CO}_2$ | Luft | $\text{N}_2$ | $\text{H}_2$ | He     |
| 1. $\Theta [\mu\text{sec}]$ | 1,3           | 2,2          | 12,5          | 37   | 95           | 0,25         | —      |
| 2. $\Theta [\mu\text{sec}]$ | 0,8           | 1,5          | 15,0          | 80   | 210          | etwa 1       | etwa 1 |

und den Daten der Abb. 5 die  $\Theta$ -Werte für 1 A und 1 atm berechnet werden. Man erhält so die Tabelle 2, in die zum Vergleich noch die in [2], [3] gemessenen Werte eingetragen sind.

Die Tabelle zeigt, daß gemessene und berechnete Werte größenordnungsmäßig gut übereinstimmen. Unterschiede bis zu zwei Zehnerpotenzen betragen, daß also die in den Zeitkonstanten  $\Theta$  verschiedene Gase durch die Theorie erklärt werden können.

Auch die schematische Darstellung der leitfähigen Querschnitte in Abb. 1 findet eine erste Bestätigung. Die Bögen ohne Kern, wie  $\text{CO}_2$  und insbesondere Luft und Stickstoff, befinden sich bei so geringer Stromstärke offenbar noch im Gebiet A—B der Abb. 1, nämlich bei großen Werten des leitfähigen Querschnittes und großen  $\Theta$ -Werten. Dagegen hat bei den 1 A-Bögen in  $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2$  schon ein dünner Kern gebildet, so daß diese Bögen oberhalb der Stromstärke  $I_{\min}$  dicht bei dem Punkte C der Abb. 1 brennen, wo sie sehr kleine  $\Theta$ -Werte haben.

### 2. Die Stromstärkeabhängigkeit der Zeitkonstanten

Eine zweite Prüfung unserer theoretischen Ergebnisse, insbesondere der Gl. (1), erlaubt die in Abb. 1 dargestellte, gemessene Abhängigkeit des leitfähigen Querschnittes von der Stromstärke. Wegen der genäherten Proportionalität von Stromstärke und leitfähigem Querschnitt muß nach Gl. (1) auch die Zeitkonstante  $\Theta$  der Stromstärke im betrachteten Strombereich proportional sein.

YOON und SPINDLE [3] erhielten diese Proportionalität auch recht genau für die Gase  $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2$ . Bei Luft wächst allerdings die von Ihnen gemessene Zeitkonstante  $\Theta$  bei einer Stromsteigerung von 1,6 A nur um den Faktor 3 an. Dies ist sicher darauf zurückzuführen, daß YOON und SPINDLE diese Bögen in  $\frac{1}{4}$  inch-Rohren ( $\sim 6 \text{ mm}$ ) brannten. Die verhältnismäßig breiten Luftbögen konnten sich bei der Erhöhung des Stromes in dem engen Rohr nicht mehr ungehindert ausdehnen wie unsere frei brennenden Bögen.

Auch der schematische Verlauf in Abb. 1 wird durch die gefundene Stromstärkeabhängigkeit 1 bis 5 A-Bereich bestätigt. Die Bögen in  $\text{CO}_2$ , Luft und Stickstoff bewegen sich im ansteigenden Teil A—B der Abb. 1 unterhalb der Stromstärke  $I_{\min}$ , während  $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2$  im steigenden Teil C oberhalb  $I_{\min}$  brennen.

Tragen wir nun die von BROWNE u. Mitarb. [2], [4] gemessenen  $\Theta$ -Werte als Funktion der Stromstärke  $I$  selbst in ein doppel-logarithmisches Diagramm ein, dann können wir versuchen, durch Meßpunkte Kurven nach der schematischen Art der Abb. 1 zu legen (Abb. 6). In den Gasen, die unter 10 A schon einen Kern haben, müßte danach die Zeitkonstante  $\Theta$  mit steigendem Strom gegen einen gemeinsamen Grenzwert anwachsen. Bei den übrigen Gasen, wie z.B. Luft, sollte sich  $\Theta$  durch die Kernbildung bei etwa 50 A deutlich verkleinern, ein Minimum durchlaufen und dann gegen einen ähnlichen Grenzwert wie die übrigen Gase ansteigen.

Nach kleinen Werten der Stromstärke hin nimmt die Zeitkonstante von Luft nach [4] erwartungsgemäß weiter ab, entsprechend dem Teil A—B der Abb. 1 in Abb. 1 (kein Kern). Bei Sauerstoff hingegen steigt die Zeitkonstante mit unter  $\frac{1}{2}$  A fallendem Strom um zwei Zehnerpotenzen an, da, wie wir wissen, dieser Stromstärke der dünne Kern des  $\text{O}_2$ -Bogens verschwindet und die wesentlich breitere träge Aurora den Stromtransport übernimmt.

Die Zeitkonstante von  $\text{SF}_6$  fällt auch bei Strömen unter 1 A monoton ab. Der Temperaturberg<sup>1</sup> von  $\text{SF}_6$  ist nur etwa 3000° K heiß und kann wegen der bei dieser Temperatur sehr geringen elektrischen Leitfähigkeit keine nennenswerten Ströme führen. Deshalb fällt in  $\text{SF}_6$  offenbar der sehr dünne Kern auch bei so geringen Strömen erhalten bleiben. Die Stromstärke  $I_n$ , die bei Luft 50 A und bei  $\text{O}_2$  etwa 1/2 A beträgt, fällt also bei  $\text{SF}_6$  bis zu 0,2 A herab nicht erreicht und deshalb geht hier die Zeitkonstante  $\Theta$  im gesamten Strombereich  $10^{-1}$  bis  $10^3$  A monoton mit dem Strom.

### 3. Doppelzeitkonstanten

Während also Luft, Sauerstoff und  $\text{SF}_6$  beim Druck  $p = 1$  atm bis herab zu Strömen von 0,2 A den uns nach Abb. 1 und Gl. (1) erwarteten Verlauf der Zeitkonstanten  $\Theta$  in Abhängigkeit von der Stromstärke zeigen, fanden Yoon et al. [4] in Luft und  $\text{O}_2$  bei noch kleineren Stromstärke und vorzugsweise bei vermindertem Druck einen eigenartigen Effekt; sie erhielten sog. Doppelzeitkonstanten.

Die Abklingkurve der elektrischen Feldstärke beim Stromstufenversuch läßt sich hier nämlich nicht durch eine einzige Zeitkonstante beschreiben, sondern durch mindestens zwei, eine sehr kleine und eine in zwei Größenordnungen größere Konstante. Da die Entladungen keinen Kern haben, handelt es sich nicht etwa um die von uns in (I) eingehend diskutierten, ebenfalls sehr verschiedenen Zeitkonstanten von Kern und Berg eines Bogens. Wir möchten vielmehr vermuten, daß es sich bei diesen stromschwachen Entladungen um *Glimmbögen* handelt, deren hohe Elektronentemperatur einem instationären Vorgang kleiner und deren niedrige Gastemperatur einem stationären mit viel größerer Zeitkonstanten folgt.

Andere Gase zeigen diesen Übergang von einer Zeitkonstante zu einer „Doppelzeitkonstanten“ schon bei größerer Stromstärke, so etwa Wasserstoff um 1 A. In Abb. 6 ist die Aufspaltung der Zeitkonstanten in zwei unterschiedliche Werte durch Doppelpfeile ange deutet.

### 4. Druckabhängigkeit der Zeitkonstanten $\Theta$

Die von BROWNE u. Mitarb. [2], [3], [4] ermittelte Druckabhängigkeit der Zeitkonstanten  $\Theta$  kann hier nur kurz gestreift werden. Da die Temperaturleitfähigkeit  $k$  umgekehrt proportional zur Dichte  $\rho$  ist, erwartet man ein Anwachsen von  $\Theta$  proportional zum Druck. In hier noch laufenden Versuchen an freibrennenden Lichtbögen wurde aber festgestellt, daß sich im Bereich 1 bis 5 A die stromleitenden Querschnitte, der in Frage kommenden Gase mit von 1 nach 7 mm steigendem Druck kräftig verringern. Deswegen wächst  $\Theta$  nach Gl. (1) weniger als proportional mit dem Druck an, wie auch in [2], [3] gefunden wurde.

### IV. Folgerungen für die Löschfähigkeit verschiedener Gase und Dämpfe

Die bisherige Untersuchung in dieser und in der vorhergehenden Arbeit (I) hat einigen Aufschluß über das Abklingen von Gleichstromlichtbögen für den Fall gegeben, daß man den Strom plötzlich ganz abschaltet oder den Bogen mit einer kleinen Stromstufe beauf-

schlagt. Es soll im folgenden versucht werden, aus diesen Ergebnissen Schlüsse auf die Löschfähigkeit verschiedener Gase in Wechselstromschaltern zu ziehen. Bei diesen Folgerungen wird es sich in mehrfacher Hinsicht um Extrapolationen handeln. Einmal gelten alle bisherigen Berechnungen in genügender Strenge nur für Bögen ohne Konvektion. Deshalb sind auch die Folgerungen über Löschfähigkeit strenger nur für Bögen ohne Konvektion gültig. Da aber die Eigenschaften von konvektionsfreien Bögen in die von Bögen mit Konvektion stetig übergehen, wird eine gewisse Extrapolation vor allem dort erlaubt sein, wo

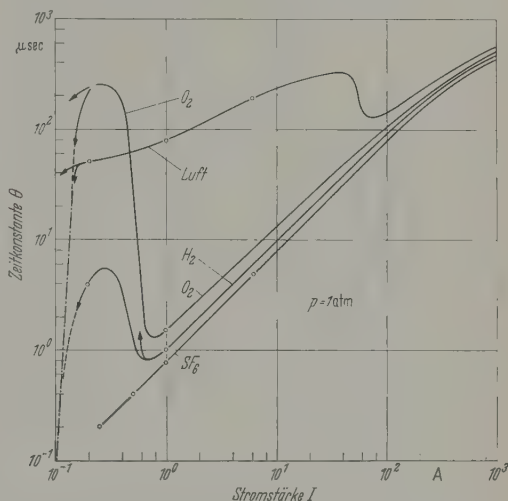


Abb. 6. Abhängigkeit der Zeitkonstanten  $\Theta$  vom Strom. Druck 1 atm. Rohrdurchmesser 3/4 inch ( $\approx 19$  mm). Die Punkte sind Meßwerte [2], [3], [4], die Kurvenzüge wurden nach der Theorie schematisch interpoliert bzw. extrapoliert. Doppelpfeile deuten den Übergang zu „Doppelzeitkonstanten“ [4] an

es sich um die Diskussion großer Effekte handelt, wie z.B. die großen Unterschiede in den leitfähigen Querschnitten der verschiedenen Gase.

Nach Literaturdaten [7] wird die hier besonders interessierende *thermische Wiederzündung* vermieden, wenn die Elektronendichte  $n_e$  des Plasmas beim Erscheinen der wiederkehrenden Spannung kleiner als

$$n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

ist. Ein *dielektrischer Durchschlag* wird zusätzlich unterbunden, wenn die Schaltstrecke so lang ist, daß die im kritischen Augenblick noch recht heißen Gase trotz ihrer geringen Dichte keinen Stoßdurchschlag zulassen.

Die Schaltstrecke soll im folgenden immer so lang sein, daß ein dielektrischer Durchschlag ausgeschlossen werden kann. Es kommt dann darauf an, die Elektronendichte beim Stromnulldurchgang unter den Wert  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  zu senken.

Ist das Plasma während des gesamten Abklingvorgangs im thermischen Gleichgewicht, so kann die Elektronendichte aus der jeweiligen Temperatur allein berechnet werden. Ist das jedoch nicht der Fall, und es gibt einige Arbeiten, die auf solche Verhältnisse hinweisen [4], [5], [6], [8], [9], [10], so ist die Temperatur kein Maß mehr für die Elektronendichte. Für die folgende Diskussion wird, wie in dieser und in

<sup>1</sup> Vgl. (I) Abb. 5.



Arbeit (I) allgemein, vorausgesetzt, daß das Plasma immer im thermischen Gleichgewicht ist.

Nach den Ausführungen in (I), Kap. II, klingt der enge Bogenkern sehr viel schneller ab als der breite Temperaturberg. Vernachlässigt man die geringe Abkühlung des Temperaturberges beim Abklingen des Kernes, so ist dann eine gute Löschung des Bogens zu erwarten, wenn der Bogen einen engen Kern bis herab zu der Temperatur hat, die der Elektronendichte  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  entspricht. Wir nennen diese Temperatur *Löschtemperatur*.

Dazu ist es notwendig, daß die Dissoziations-temperatur<sup>1</sup> des Löschgases unter der Löschtemperatur liegt<sup>2</sup>:

$$T_{\text{diss}} < T_{\text{Lösch}}. \quad (5)$$

Die Dissoziations-temperatur darf aber auch nicht zu klein sein, weil gerade ein möglichst hohes Maximum und das anschließende tiefe Minimum in der  $\kappa(T)$ -Kurve die Ausbildung eines dünnen „schnellen“ Kernes verursachen.

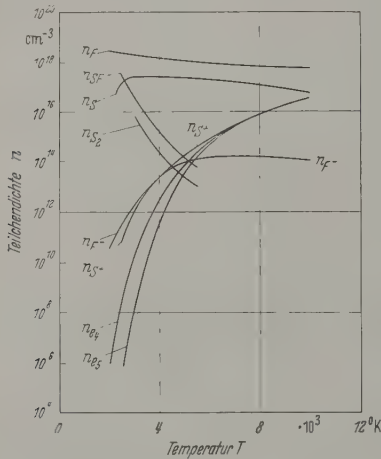


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der Teilchendichte im  $\text{SF}_6$ -Plasma. Es sind die Teilchendichten der Atome Fluor und Schwefel, der Moleküle  $\text{SF}$  und  $\text{S}_2$  und der Ionen  $\text{S}^+$  und  $\text{F}^-$  angegeben.  $n_{e4}$  ist die Elektronendichte ohne,  $n_{e5}$  die mit Berücksichtigung einer Elektroaffinität der Fluoratome von 4,3 eV

Da die Zeitkonstanten für das Abklingen des Bogens weiter der Temperaturleitfähigkeit  $k$  umgekehrt proportional sind, die Temperaturleitfähigkeit aber der Wurzel aus dem Atomgewicht umgekehrt proportional ist,

$$\Theta \sim 1/k \sim 1/\sqrt{\text{Atomgewicht}} \quad (6)$$

kann für Moleküle, die aus leichten Atomen bestehen, eine bessere Löschfähigkeit erwartet werden. Von hier aus gesehen könnte der Wasserstoff als besonders geeignetes Löschgas erscheinen. Er erfüllt aber, da seine Dissoziations-temperatur von etwa  $4500^\circ \text{K}$  die Löschtemperatur von etwa  $3000^\circ \text{K}$  erheblich übersteigt, die wichtigen Bedingungen (5) nicht. Wasserstoff- und Sauerstoffbögen haben beim Abklingen eine kleine Zeitkonstante nur solange, bis sie auf etwa  $4500^\circ \text{K}$  abgekühlt sind; dann klingt der verbliebene,

noch gut leitende Temperaturberg mit einer sehr größeren Zeitkonstanten ab.

Die Bedingung (5) wird weiter von den Gasen  $\text{Luft}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}_2$  und dem meisten Kohlenstoffverbindungen nicht erfüllt. Letztere zerfallen in zweiatomige Radikale und Moleküle, die die Bedingung (5) verletzen, vgl. Tabelle 3. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß auch die stark elektronegativen

Tabelle 3. Bindungsenergien in kcal nach [11], [12], [13]

|            |          |             |
|------------|----------|-------------|
| C—C—80     | C—O—210  | Si—Cl—90    |
| S—S—63     | N—N—170  | Si—Si—45    |
| F—F—50     | F—H—141  | S—F—84,8; 7 |
| Cl—Cl—57,1 | S—H—87   | S—Cl—65     |
| Se—Se—50,4 | Cl—H—102 | Se—F—80     |
| O—H—109,4  | C—F—115  | Se—Cl—59    |
| N—H—92,2   | C—Cl—78  |             |
| C—H—98,2   | Si—F—147 |             |

Halogenkohlenstoffverbindungen sich als im Vergleich zu  $\text{SF}_6$  schlechte Löschgase erwiesen haben, so z. B.  $\text{C}_6\text{F}_{16}$ . Die CF-Bindung ist nach Literaturangaben etwa so stark wie die von Sauerstoff und Wasserstoff. — Das schlechte Löschvermögen der Halogenkohlenstoffverbindungen spricht auch gegen einen starken Einfluß der Elektronegativität von Atomen oder Molekülen auf den Löschvorgang.

Die guten Löschgase  $\text{SF}_6$  und  $\text{SeF}_6$  erfüllen unsere Bedingung (5) und haben auch eine nicht zu geringe Temperaturleitfähigkeit  $k$ . Alle Dissoziationsprozesse in diesen Gasen finden unterhalb von etwa  $3000^\circ \text{K}$  statt; auch die der zweiatomigen Zerfallsprodukte  $\text{F}_2$ ,  $\text{Se}_2$ ,  $\text{SF}$  und  $\text{SeF}$ .

Weitere gute Löschgase sollten die schwach gebundenen Halogene  $\text{F}_2$ ,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{Br}_2$  und  $\text{J}_2$  sein, so wie etwa die Dämpfe  $\text{S}_2$ ,  $\text{Se}_2$ ,  $\text{Si}_2$  und alle die Stoffe, denen die Dissoziationsprozesse schon unter  $3000^\circ \text{K}$  einen dünnen Kern erzwingen. Unter diesen sind mit guter Temperaturleitfähigkeit  $k$ , also die leichtesten Atomen aufgebauten, am günstigsten.

### Zur Elektroaffinität

Um den Einfluß der Elektroaffinität (Elektronegativität) der Fluoratome auf die Elektronendichte eines  $\text{SF}_6$ -Plasmas und damit auf den Löschvorgang eines  $\text{SF}_6$ -Bogens abschätzen zu können, wurde unter der Voraussetzung thermischen Gleichgewichtes ein Teilchendichtediagramm des  $\text{SF}_6$ -Plasmas in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt (Abb. 7). In diesem Diagramm ist  $n_{e4}$  die Elektronendichte ohne Berücksichtigung der Elektroaffinität der Fluoratome,  $n_{e5}$  diejenige mit Berücksichtigung einer Elektroaffinität von 4,3 eV. Durch Anlagerung an die Fluoratome wird also die Elektronendichte  $n_{e5}$  unter 5000 K drastisch gesenkt. Dieser Effekt bedeutet aber selbst bei  $3000^\circ \text{K}$  nur eine „effektive“ Temperatursenkung von  $500^\circ \text{K}$ , vgl. Abb. 7. Ist dagegen in einem Plasma die von uns gemachte Voraussetzung thermischen Gleichgewichtes nicht erfüllt, so erscheint ein großer Einfluß der Elektroaffinität auf die Elektronendichte und damit auf den Löschvorgang möglich.

### Zusammenfassung

1. Spektrographische und photographische Aufnahmen von Lichtbögen in verschiedenen Gasen und die Messungen der Zeitkonstanten von Brown

<sup>1</sup> Bei der Dissoziations-temperatur hat die Wärmeleitfähigkeit durch Dissoziationsprozesse ein Maximum.

<sup>2</sup> Vgl. dazu in (I) Abb. 5. Von den schematischen Temperaturverteilungen dieser Abbildung erfüllt nur die von  $\text{SF}_6$  die Bedingung (5).

Mitab. [2], [3], [4] bestätigen die Ergebnisse der theoretischen Arbeit (I):

a) Es tritt in den schwach gebundenen Gasen undämpfen  $\text{SF}_6$ ,  $\text{S}_2$ ,  $\text{P}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{Cl}_2$  schon bei Stromstärken um 1 A ein dünner, elektrisch leitfähiger Kern auf.

b) Der stark gebundene Stickstoff und auch Luft und  $\text{CO}_2$  haben unter 10 A keinen Kern. Hier wird der Strom von einem wesentlich breiteren leitfähigen Querschnitt getragen.

c) Trägt man die leitfähigen Querschnitte von Lichtbögen in Abhängigkeit von der relativen Stromstärke  $I/I_{\min}$  doppelt-logarithmisch auf, so erkennt man die Benutzung einer von MÄCKER [1] hergeleiteten Beziehung, daß sich qualitativ für alle Gase der gleiche Verlauf ergibt.  $I_{\min}$  ist dabei die Stromstärke, bei der zum ersten Mal nach der Kernbildung der leitfähige Querschnitt ein Minimum hat.

d) Wegen der Proportionalität  $\Theta \sim \pi n_0^2$  ist auch der Verlauf von  $\Theta$  in Abhängigkeit von der relativen Stromstärke  $I/I_{\min}$  für alle Gase qualitativ gleich.

e) Die sehr unterschiedlichen, von BROWNE, SPINDLE und AZINGER [2], [3], [4] gemessenen Werte der Zeitkonstanten  $\Theta$  in einer Reihe von Gasen lassen sich im wesentlichen mit den unterschiedlichen Arten der leitfähigen Querschnitte in diesen Bögen erklären. Die Werte passen auch gut in das Diagramm, das in c) und d) erwähnte Diagramm.

f) Es wird vorgeschlagen, die in [4] bei sehr kleinen Stromstärken beobachteten „Doppelzeitkonstanten“ dadurch zu erklären, daß in diesen Entladungen nichtthermische Glimmsäulen vorliegen, in denen die „kalten“ Elektronen eine kleine, die „heißen“ schweren Teilchen eine große Zeitkonstante verursachen.

2. Gute Löschmedien für Wechselstromschalter lassen sich auf Grund der thermischen Eigenschaften Gasentladungen mit einem weniger als 3000° K heißen Temperaturberg, also geringer Bindeenergie, wie z. B.  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{Br}_2$ ,  $\text{J}_2$ ,  $\text{S}_2$ ,  $\text{Se}_2$ ,  $\text{Si}_2$ ,  $\text{SF}_6$  und  $\text{SeF}_6$  sein. Die Löschfähigkeit wird weiter besser mit großer Temperaturleitfähigkeit, also kleinem Atomgewicht.

3. Das Teilchendichtediagramm eines  $\text{SF}_6$  Plasmas zeigt für den Temperaturbereich 2500° K < T < 10000°

berechnet. Setzt man die Elektroaffinität der Fluoratomkerne zu 4,3 eV an, so erhält man bei Temperaturen um 3000° K zwei Zehnerpotenzen kleinere Elektronendichten als ohne Elektroaffinität der Fluoratomkerne. Jedoch sinkt dadurch die „effektive“ Elektronentemperatur nur um ca. 500° K.

4. Auf die Zeitkonstante  $\Theta$  von thermischen Bögen hat die Elektroaffinität von Gasen sicher nur einen unwesentlichen Einfluß. Deshalb spielt die Elektroaffinität von Gasen (und ihrer Zersetzungsprodukte!) für die Löschfähigkeit wahrscheinlich nur in der Weise eine Rolle, daß sie die dielektrische Festigkeit dieser Stoffe verbessert.

HEIßT DR. H. MÄCKER DANKE ICH SEHR FÜR DIE UNTERSTÜTZUNG DIESER ARBEIT UND FÜR KLÄRENDE DISKUSSIO-  
NEN.

LITERATUR: [1] MÄCKER, H.: Z. Physik 157, 1 (1959). — [2] BROWNE, T.E., D.H. YOON und H.F. SPINDLE: Westinghouse Report, ENG. Memo SW-117, Siemens-Nr. E/206. — [3] YOON, K.H., und H.F. SPINDLE: A.I.E.E. Transactions, General Meeting Pittsburgh, 26. 10. 58. — [4] YOON, K.H., T.E. BROWNE, H.F. SPINDLE und F.A. AZINGER: Westinghouse Report, PCB. LR MD 8-63009-06-1 Siemens Nr. E/318. — [5] NÖSKE, H.: Z. angew. Phys. 10, 327, 382 (1958). — [6] EDELS, H., und W.A. GAMBLING: Proc. Roy. Soc. Lond. A 249, 225 (1958). — [7] KESSELRING, F.: ETZ 55, 166 (1934). — [8] BRUCE, C.E.R.: Monographie: Circuit Breaking von Trencham, S. 122ff. London: Butterworth 1953. — [9] TER HORST, D. TH., u. G.A.W. RUTGERS: Cigre-Bericht 122 (1956). — [10] WEIZEL, W., u. B. BRAND: Forschungsber. des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Nr. 267 u. Nr. 551. Köln: Westdeutscher Verlag. — [11] GAYDON, A.G.: Monographie: Dissoziation Energies. London: Chapman & Hall Ltd. 1953. — [12] HERZBERG, G.: Monographie: Molecular Spectra and Molecular-Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules. Toronto-New York-London: D. Van Nostrand 1953. — [13] COTTRELL, T.L.: Monographie: The Strength of Chemical Bond. London: Butterworth 1954. — [14] STUART, H.A.: Monographie: Die Physik der Hochpolymeren, Bd. I. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. — [15] KING, A.: Colloquium Spektroskopium Internationale VI., Amsterdam 1956. London: Pergamon Press Ltd.

DR. GERHARD FRIND,  
Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckert-Werke  
Erlangen

## Mechanischer Spektrographenverschluß für Belichtungszeiten bis 1 $\mu$ sec

Von RICHARD SCHNEIDER und MARTIN MAILÄNDER

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 29. Juni 1960)

### 1. Einleitung

Für spektroskopische Untersuchungen von Impulsstrahlungen sehr kurzer Dauer erweist es sich als vorteilhaft, einen Verschluß für Spektrographen zu entwickeln, der eine Belichtungszeit des photographischen Empfinders von 1  $\mu$ sec und weniger gestattet. Ein derartiger Verschluß soll auch ermöglichen, mehrere Aufnahmen hintereinander zu machen, wobei die Abstände zwischen den einzelnen Aufnahmen möglichst klein sein soll. Wenn Strukturuntersuchungen der Lichtquelle gewünscht werden, muß ein Punkt auch als Punkt abgebildet werden. Damit entfällt die sonst

übliche Drehspiegelmethode, die einen Punkt zu einer Linie verzerrt. Weiterhin ist wünschenswert, daß der Verschluß eine Vorrichtung besitzt, die es erlaubt, den photographierten zeitlichen Ausschnitt des Gesamtvorganges eindeutig festzulegen, so daß sowohl eine zeitliche als auch räumliche Zuordnung des aufgenommenen Spektrums möglich ist.

Im folgenden wird nun ein Verschluß beschrieben, der imstande ist, diese Anforderungen zu erfüllen. Es handelt sich dabei um einen Umlaufverschluß. Verschlüsse mit rotierenden Scheiben, jedoch für längere Belichtungszeiten und andere Aufgabenstellungen,



wurden schon von HARDY [1], DAVIS [2], GARTON und RAJARATNAM [3] u. a. verwandt.

## 2. Prinzip

Abb. 1 zeigt das Prinzip des Verschlusses. Er besitzt zwei Scheiben, eine Laufscheibe und eine Schaltscheibe. Die Laufscheibe dreht sich mit einer Umdrehungszahl von 20000 bis 30000 U/min. Die Schaltscheibe wird beim Öffnen des Verschlusses durch eine kräftige Feder ruckartig angestoßen und nach etwa einer halben Umdrehung durch einen entsprechenden Mechanismus wieder abgebremst. Beide Scheiben besitzen Spalte. Der Spalt der Laufscheibe hat eine Spaltbreite von 0,1 mm, während der Spalt der Schaltscheibe 10 mm breit ist, also mehr ein Fenster darstellt. Die Breite dieses Fensters ist so auf die einmalige ruckartige Bewegung der Schaltscheibe abgestimmt, daß, solange das Fenster der Schaltscheibe

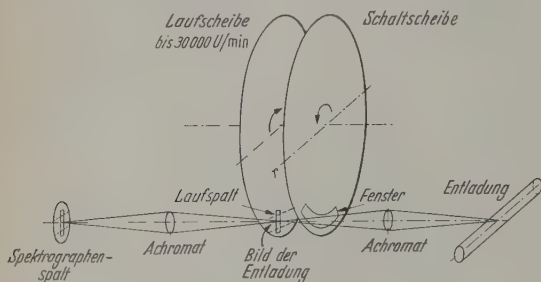


Abb. 1. Prinzip des Spektrographenverschlusses

den Strahlengang für den Spektrographenspalt freigibt, der Spalt der Laufscheibe nur einmal durch diesen Querschnitt wandert. Auf diese Weise erreicht man, daß nur eine einzige Belichtung erfolgt. Die Belichtungszeit hängt dann von der Breite  $a$  des Spektrographenspaltes, der Breite  $b$  des Laufspaltes und der Umdrehungszahl  $n$  der Laufscheibe ab und beträgt bei 1:1 Abbildung

$$t = \frac{30}{\pi} \cdot \frac{a+b}{r \cdot n} \text{ sec.} \quad (1)$$

$r$  ist die Entfernung der Innenkante des Spaltes vom Scheibenmittelpunkt,  $r \gg b$ . Es muß nun die zu untersuchende Impulsentladung so ausgelöst werden, daß der gewünschte zeitliche Ausschnitt mit der Öffnungszeit des bereits laufenden Verschlusses zusammenfällt. Um dies exakt zu erreichen, ist eine Schaltanordnung nötig, wie sie in Abb. 2 schematisch dargestellt ist.

Schaltscheibe und Laufscheibe besitzen an geeigneter Stelle Bohrungen, die so angeordnet sind, daß sie — nachdem der Verschluß ausgelöst ist — eine definierte kurze Zeit, ehe der Verschluß den Hauptstrahlengang freigibt, zur Deckung kommen und somit den Nebenstrahlengang 3 freigeben. Dadurch wird die Photozelle 3 belichtet und gibt ein Signal ab, das — über den Verstärker 3 verstärkt — im Verzögerungsgerät  $R$  verzögert wird und dann schließlich mit Hilfe des Zündgerätes  $Z$  die Funkenstrecke zündet, so daß die zu untersuchende Entladung ausgelöst wird. Die Verzögerungszeit läßt sich mit Hilfe des Verzögerungsgerätes so einstellen, daß jeder gewünschte zeitliche Abschnitt des Entladungsvorganges herausgegriffen werden kann. Dies setzt jedoch voraus, daß die Lauf-

scheibe mit konstanter definierter Drehzahl läuft. Um dies kontrollieren zu können, ist der Nebenstrahlengang 2 vorhanden. Die Schaltscheibe besitzt einen Ausschnitt, der die Messung der Drehzahl in der in Abb. 2 angedeuteten Weise auch dann gestattet, wenn der Verschluß gespannt ist, die Schaltscheibe also stehen und nur die Laufscheibe sich dreht.

Um festzustellen, welchen zeitlichen Abschnitt im Gesamtverlauf der Entladung man tatsächlich photographiert hat, ist der Nebenstrahlengang 1 vorgesehen. Die Laufscheibe besitzt an dieser Stelle ein Fenster, das genügend breit ist, um den gesamten zeitlichen Verlauf der Entladung durchzulassen. Man erhält also auf dem Oszillographenschirm den zeitlichen Verlauf der Gesamtintensität.

Über das oben erwähnte Fenster der Laufscheibe wird nun in radialer Richtung ein Draht von

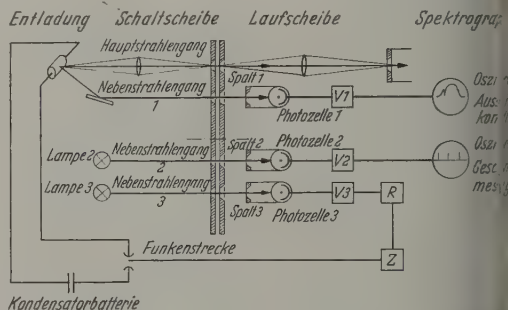


Abb. 2. Blockschaltbild der elektronischen Anordnung zur Synchronisation des Verschlusses

Stärke der Breite des Spaltes 1 gespannt. Die geometrische Anordnung erfolgt so, daß dieser Draht gerade zu dem Zeitpunkt den Spalt 1 verdeckt, zu dem der Hauptstrahlengang geöffnet ist. Da es sich hier um eine rein geometrische Zuordnung handelt, wird die Koinzidenz nach einmaliger Justierung exakt erhalten, auch wenn sich die Drehzahl der Laufscheibe ändert. Man erhält also beim Oszillogramm des zeitlichen Verlaufes der Intensität genau an der Stelle einen Einschnitt, an der das Spektrogramm aufgenommen wurde.

Sollte die Tatsache, daß gerade der spektroskopierte Zeitabschnitt im Oszillogramm ausgeschnitten wird, stören, so kann man die Ausschnittskontrolle auch nach einer anderen Methode vornehmen. Zum Beispiel bedeckt man das Fenster der Laufscheibe mit einer durchsichtigen Folie, die mit einer dünnen Metallschicht bedampft ist, so daß dieselbe als Absorptionsfilter wirkt. An der Stelle, an der im obigen Fall ein Draht angebracht ist, entfernt man nun die absorbierende Schicht. An dieser schmalen Stelle kommt nun die Strahlung ungeschwächt durch. In der Anordnung erscheint im Oszillogramm derjenige Zeitabschnitt, der spektroskopiert wurde, gegenüber dem restlichen zeitlichen Verlauf der Entladung durch einen steilen Intensitätsanstieg abgegrenzt.

## 3. Abbildungsmethoden

Wie man aus Abb. 1 entnehmen kann, wird der zylinderröhrige Entladungskanal zunächst in die Ebene der Laufscheibe abgebildet. Hier schneidet der Spalt der Laufscheibe ein kleines Rechteck aus dem Bild der Entladung aus und dieses wird wiederum auf

Spektrographenspalt abgebildet. Entladungskanal und Spektrographenspalt stehen senkrecht zueinander, man erhält eine Queraufnahme der Entladung.

Sämtliche optischen Elemente, die den Strahlengang bestimmen, sind in dieser Anordnung feststehend, mit Ausnahme des Spaltes der Laufscheibe. Die Justierung des Strahlenganges ist also einfach und sicher durchführbar.

Schwingungen der Laufscheibe gehen in die Justierung nur ein, wenn diese Schwingungen bewirken würden, daß sich Spektrographenspalt und Laufspalt gegenseitig verdrehen. Dazu wären jedoch Schwingungen sehr großer Amplitude nötig, die schon aus anderen Gründen nicht auftreten dürfen.

Eine andere Möglichkeit für die Dejustierung ist, daß die Entladung nicht immer an genau der gleichen Stelle brennt. Wie man aus Abb. 1 leicht entnehmen kann, hat dies jedoch keinerlei Bedeutung, das Bild verschiebt sich nur etwas in der Längsrichtung auf den Spektrographenspalt, der natürlich genügend groß sein muß, um eine derartige Verschiebung zuzulassen.

Ist es nun erwünscht, von derselben Entladung mehrere Bilder in kurzen Zeitabständen hintereinander zu machen, so muß der Strahlengang, wie in Abb. 3 verdeutlicht, abgeändert werden. Die Laufscheibe besitzt jetzt zwei Spalte, die gegeneinander versetzt sind in verschiedene Abstände vom Scheibenzentrum aus. Sie unterteilen daher den Spektrographenspalt in zwei kleine Spalte. Man erhält zwei Bilder zu verschiedenen Zeiten. Die Pausen zwischen den Bildern werden durch die Zwischenräume zwischen den Spalten bestimmt und können daher beliebig kurz gehalten werden. In Abb. 3 ist der Strahlengang für die Herstellung von zwei Bildern gezeichnet, prinzipiell kann man jedoch mehrere Bilder machen. Da ein Spektrographenspalt üblicherweise 10 mm hoch ist, kann man mit einer Bildhöhe von 1 mm noch auskommen, kann man also 8 bis 10 Bilder von der gleichen Entladung anfertigen. Das Breiterwerden des Entladungskanals während des Ablaufes der Entladung und damit das Größerwerden des Bildes kann man dadurch kompensieren, daß man für jedes Bild ein anderes Abbildungsverhältnis wählt.

Ein gewisser Nachteil könnte hierbei die Tatsache sein, daß jedes dieser Bilder die Entladung aus einer anderen Richtung zeigt. Es ist jedoch anzunehmen, daß die Entladung zylindersymmetrisch ist, so daß die Bilder aus verschiedenen Schrägrichtungen zu gleichen Zeiten identisch sind. Man kann dies sehr leicht nachprüfen, indem man die verschiedenen Laufspalte nicht gegeneinander versetzt, so daß man sämtliche Bilder in der Anordnung nach Abb. 3 zur gleichen Zeit erhält. Auch entsprechende Justierung kann man dann auch erreichen, daß man zur gleichen Zeit Bilder von verschiedenen Ausschnitten des Entladungskanals erhält. Dies dürfte für die Untersuchung von Instabilitäten interessant sein.

Anstatt gleich breite Laufspalte zu benutzen, kann man auch folgendes Differenz-Verfahren anwenden. Man versetzt die verschiedenen Laufspalte nicht gegeneinander, sondern man vergrößert die Spaltbreite von Spalt zu Spalt um einen geringen Betrag. Dann zündet man die Entladung in der Weise, daß der erste Spalt schon beinahe geschlossen ist, bis die Entladung beginnt. Man erhält also für diesen Spalt eine effektive

Belichtungszeit, die nur einen Bruchteil derjenigen nach Gl. 1 beträgt. Die darauf folgenden Spalte machen dann jeweils eine etwas längere Belichtungszeit. In Abb. 4 ist dies schematisch angedeutet. Bei der Auswertung der erhaltenen Aufnahmen bestimmt man nun den Intensitätszuwachs im Differenzgebiet (Abb. 4).

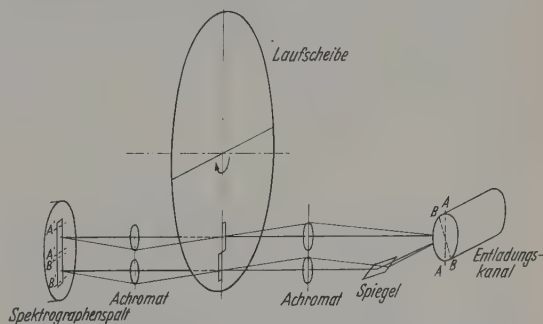


Abb. 3. Strahlengang des Verschusses zur Herstellung von zwei Bildern, die zeitlich kurz hintereinander liegen. Die Schaltscheibe ist hier der Übersichtlichkeit wegen nicht mitgezeichnet

Dazu hat man dann jeweils von der betrachteten Aufnahme die vorherige abzüglich. Zur anschaulichen Betrachtung kann man dies tun, indem man von der zu untersuchenden Aufnahme ein Positiv anfertigt und dieses mit dem Negativ der vorhergehenden zur Dekkung bringt und beide übereinander projiziert. Wie man sieht, ist die "effektive" Belichtungszeit dieser so

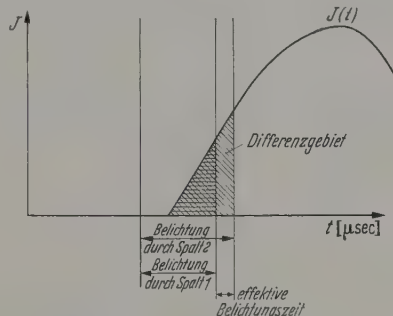


Abb. 4. Prinzip des Differenzverfahrens

entstandenen Aufnahme von der Differenz der Belichtungszeiten beider Aufnahmen abhängig. Diese Differenz kann beliebig klein werden, indem man die Unterschiede in den Spaltbreiten beliebig gering macht. Damit kann auch diese „effektive“ Belichtungszeit beliebig kurz gemacht werden. Derjenige Strahlungsanteil der Aufnahme, der später wieder abgezogen wird, dient gewissermaßen nur dazu, die Platte für die eigentliche Aufnahme vorzubelichten, damit man in ein günstigeres Gebiet der Schwärzungskurve rückt. Von besonderem Vorteil dürfte diese Methode sein, wenn es sich darum handelt, die Kanalaufweitung während der Entladung zu untersuchen.

#### 4. Konstruktion

Wie man aus Gl. 1 ersieht, muß man die Drehzahl der Laufscheibe möglichst groß machen. Nun könnte man mit einigem Aufwand Laufscheiben bauen, die bis zu 50000 U/min erreichen. Bei Vorversuchen haben



wir mit einer polierten Aluminiumscheibe von 15 cm Durchmesser diese Drehzahl erreicht. Aus verschiedenen Gründen haben wir uns bei der endgültigen Ausführung des Verschlusses auf Drehzahlen bis zu 25000 U/min beschränkt. Dabei wurde als Antrieb ein Bosch-Universalmotor EW/US 65 A verwendet, der eine Leerlaufdrehzahl von  $n_0 = 24000$  U/min besitzt. Bei Belastung fällt die Drehzahl des Universalmotors

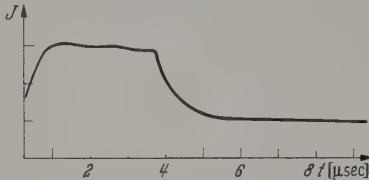


Abb. 5. Oszillogramm des Lichtimpulses, den der Verschluß bei  $n = 2800$  U/min aus einer Lichtquelle konstanter Intensität ausschneidet

ab, jedoch verträgt der Motor kurzzeitig Überspannung, so daß man ihn, wie unsere Vorversuche gezeigt haben, bis auf eine Leerlaufdrehzahl von  $n_0 = 30000$  U/min bringen kann. Als Laufscheibe wurde

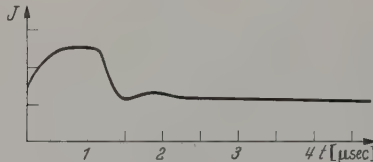


Abb. 6. Oszillogramm des Lichtimpulses, den der Verschluß bei  $n = 16000$  U/min aus einer Lichtquelle konstanter Intensität ausschneidet

eine Aluminium-Scheibe von  $D = 150$  mm Durchmesser und 1 mm Stärke verwendet. Aus geometrischen Gründen ist eine möglichst große Scheibe erwünscht, jedoch wächst die Luftwirbelleistung mit der

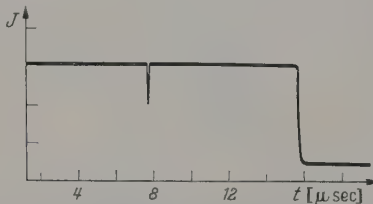


Abb. 7. Längerer Trapezimpuls mit Markierung, die anzeigt, zu welcher Zeit der Hauptstrahlengang geöffnet war

fünften Potenz des Radius. Die Luftwirbelleistung glatter Scheiben beträgt nach HEINRICH [4]

$$L = \frac{D^5 \cdot n_0^3}{48 \cdot 10^{20}} \text{ Watt} \quad (2)$$

( $D$  Durchmesser in mm,  $n$  Umdrehung pro min).

Der gewählte Scheibendurchmesser ist demnach schon relativ hoch, jedoch erfordert die Höhe des Laufspaltes einen gewissen Mindestabstand von der Scheibenmitte, damit der Laufspalt nicht keilförmig ausgebildet werden muß. Die Luftwirbelleistung kann herabgesetzt werden, wenn man die Scheibe in einem Gehäuse rotieren läßt, dessen Wände der Scheibe sehr nahe kommen. Der optimale Abstand ist nach SCHLICHTING [5] 3% vom Scheibendurchmesser. Bei dem von uns gebauten Verschluß hat sich ein Abstand von 5 mm zwischen Scheibe und Gehäusewand bewährt.

Die Schaltscheibe soll, wie bereits oben erwähnt, durch einen kräftigen Stoß in Bewegung gesetzt werden und dann nach etwa einer halben Umdrehung durch eine Bremsvorrichtung wieder angehalten werden. Während dieses Vorganges bewegt sich dann das 10 mm breite Fenster, das auf der Schaltscheibe angepart ist durch den Hauptstrahlengang. Das rußartige Anstoßen der Schaltscheibe wird durch eine gespannte Schraubenfeder bewirkt, die einen Stoß gegen einen Anschlag der Schaltscheibe stößt. Für Verwendung kräftiger Schraubenfedern benötigt das oben erwähnte Fenster einige  $10^{-4}$  sec, um durch den Strahlengang zu kommen.

Als Lampe 2 und 3 (Abb. 2) wurden Projektionslampen 220 V/500 W Typ 6282 C/05 verwendet. Als Photozellen 1, 2 und 3 (Abb. 2) wurden Hochvakuumphotozellen vom Typ 90 CV verwendet.

### 5. Funktionsprüfung

Nach Aufbau des Verschlusses in der oben beschriebenen Weise wurde zunächst eine Funktionsprüfung mit einer sehr intensiven Gleichlichtquelle (Kohlebogen) vorgenommen. Zunächst sollte nachgewiesen werden, daß sich mit diesem Verschluß Belichtungszeiten von 1  $\mu$ sec erreichen lassen. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar hinter dem Spektrographenspalt eine Photozelle montiert. Der erhaltene Photostromimpuls wurde mit Hilfe eines Arbeitswiderstandes in einen Spannungsimpuls umgewandelt und oszilographiert. Da es sich um eine Gleichlichtquelle handelt, erwartet man aus geometrischen Gründen einen trapezförmigen Impuls, dessen Basis die zeitliche Länge

$$\tau_B [\mu\text{sec}] = 9,56 \cdot 10^6 \frac{a+b}{r \cdot n}$$

und dessen Dach die zeitliche Länge

$$\tau_D [\mu\text{sec}] = 9,56 \cdot 10^6 \frac{b-a}{r \cdot n}$$

besitzt. Das Oszillogramm in Abb. 5 zeigt nun einen solchen Impuls. Die gemessene Umdrehungszahl der Scheibe betrug  $n = 2800$  U/min. Daraus errechnet sich die Basis zu  $\tau_B = 5 \mu\text{sec}$  und das Dach zu  $\tau_D = 4,1 \mu\text{sec}$ . Wie man aus Abb. 5 ersieht, ist der tatsächlich erhaltene Impuls nicht genau trapezförmig, sondern zeigt exponentielle Flanken. Dies hat jedoch elektronische Gründe. Photozelle und Arbeitswiderstand bilden ein RC-Glied mit einer relativ großen Zeitkonstante. Abb. 6 zeigt ein weiteres Oszillogramm, das bei einer Laufzahl der Scheibe von  $n = 16000$  U/min entstanden ist. Die mittlere Breite des Impulses beträgt  $0,9 \mu\text{sec}$ . Die Impulsform ist aus dem gleichen Grunde hier noch stärker verzerrt, jedoch sieht man, daß eine Verschlußzeit von  $0,9 \mu\text{sec}$  erreicht wurde.

Abb. 7 zeigt einen weiteren Lichtimpuls, der diesmal infolge der relativ langen Zeit ( $16 \mu\text{sec}$  Basis) v. d. Trapezform kaum abweicht. An diesem Impuls ist nun die Markierung zu sehen, die wie oben beschrieben den Ausschnitt anzeigt, der spektroskopiert wurde. Bei Anwendung auf Impulsentladungen erhält man von der Lichtquelle keinen konstanten Lichtstrom, wie es bei Abb. 7 der Fall ist, sondern einen glockenförmigen Lichtimpuls, der dann mit der Einkerbung versehen ist, so daß man sich tatsächlich sehr schnell informieren kann, welcher Teil der Entladung spektroskopiert wurde. Falls ein Zweistrahloszillograph zur Verfügung steht, kann man sich die Form des Impulses

fügung steht, kann man mit dem zweiten Strahl den Verlauf des Entladungsstromes mitschreiben und hat dann noch eine weitere zeitliche Orientierungsmöglichkeit.

### 6. Anwendung

Wie bereits aus dem oben Gesagten entnommen werden kann, läßt sich der Verschuß zur Prüfung von Photozellen bzw. Schaltungen von Photozellen benutzen, da er imstande ist, einen definierten trapezförmigen Lichtimpuls aus einer Gleichlichtquelle auszuscheiden. Aus dem gleichen Grund eignet er sich auch für photometrische Messungen verschiedener Art. Wir haben diesen Verschuß dazu benutzt, das zeitliche spektrale Verhalten einer Impulsentladung zu untersuchen. Es wurde hierzu eine Kondensatorserie von 100  $\mu$ F über einen stationären wirbelpolisierten Hochstrombogen (100 A, 300 V) entladen. Die Ladespannung der Batterie betrug 10 kV. Die Impulsentladung hat in der verwendeten Anordnung eine Stromanstiegszeit bis zum ersten Strommaximum von 20  $\mu$ sec. Als Spektralapparat diente ein Wi-Prismen-Glasspektrograph (Jena) hoher Lichtstärke (1:5,5). Bei Verwendung von 34/10° DIN Planplatten ließen sich Spektren der verschiedenen Stadien der Impulsentladung bei einer Belichtungszeit von 1  $\mu$ sec herstellen. Über die dabei erhaltenen Ergebnisse wird in einer besonderen Arbeit berichtet werden. In diesen Untersuchungen wurde die Belichtungszeit aus Intensitätsgründen nicht weiter verkürzt. Es ergibt sich jedoch möglich, mit dem beschriebenen Verschuß noch kürzere Belichtungszeiten zu erreichen. Wenn die Umdrehungszahl der Laufscheibe kann ja bei einem Aufwand noch gesteigert und die Breite des Spaltes der Laufscheibe verringert werden.

### Zusammenfassung

Es wird die Wirkungsweise und Konstruktion eines mechanischen Verschlusses für Spektrographen be-

schrieben, der Belichtungszeiten von 1  $\mu$ sec und kürzer gestattet und zur zeitabhängigen Spektroskopie von Impulsentladungen verwendet wird. Dabei ist eine stigmatische Abbildung möglich und daher eine Strukturuntersuchung der Lichtquelle in Abhängigkeit von der Zeit durchführbar. Es wird ein Differenzverfahren für noch kürzere effektive Belichtungszeiten angegeben. Ferner erlaubt der Verschuß die Aufnahme mehrerer Bilder der gleichen Entladung, wobei die Zeiten für die Bildpausen beliebig kurz gehalten werden können. Ferner können zur gleichen Zeit mehrere Bilder aus verschiedenen Teilen der Entladung gemacht werden. Zur Kontrolle der Synchronisation besitzt der Verschuß eine Vorrichtung, die im zeitlichen Diagramm des Gesamtverlaufes der Entladung diejenige Stelle markiert, an der das Spektrum aufgenommen wurde. Infolge seiner definierten geometrischen Verhältnisse läßt sich der beschriebene Verschuß auch zur Prüfung von Photozellen und für photometrische Messungen verwenden.

Für die Unterstützung beim Aufbau des elektronischen Teiles des Verschlusses sind wir Herrn Dipl.-Ing. H. H. MAIER zu Dank verpflichtet.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit sind wir dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft und dem Wirtschaftsministerium Baden-Württemberg zu Dank verpflichtet.

**Literatur:** [1] HARDY, A. C.: J. Opt. Soc. Amer. **10**, 149 (1925). — [2] DAVIS, R.: Sci. Pap. Bur. Stand **20**, 345 (1924—1926). — [3] GARTON, V. R. S., u. A. RAJARATNAM: Terzo Congr. Internaz., Venezia, 1957. — [4] HEINRICH, K.: E.T.Z **41**, 152 (1920). — [5] SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie, S. 513, 3. Aufl., Karlsruhe: G. Braun 1958.

Dipl.-Phys. RICHARD SCHNEIDER  
MARTIN MAILÄNDER

Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturforschung  
an der Technischen Hochschule Stuttgart  
(Prof. Kluge, Prof. Höcker)

## Zur Theorie der Druckkräfte in polaren Dielektrika im inhomogenen elektrischen Feld

VON GÜNTHER H. KRAWINKEL

(Eingegangen am 18. Dezember 1959)

In einer früheren Arbeit [1]\* wurde der die Strömung treibende Druck in einem flüssigen polaren Dielektrikum im inhomogenen Zylinderfeld mittels des Gradienten der Polarisationsenergie des Dielektrikums berechnet. Hierbei ist der Einfluß eines gedachten, im Raum unveränderlichen Polarisationsanteils auf die innere Feldstärke durch die bekannte Lorentz-Gleichung [2]

$$\mathfrak{F}_h - \mathfrak{E}_h = \frac{4\pi}{3} \cdot \mathfrak{P}_h = g \cdot \mathfrak{P}_h$$

geführt worden, in der  $\mathfrak{F}_h$  die innere Feldstärke,  $\mathfrak{E}_h$  die äußere oder Vakuum-Feldstärke und  $\mathfrak{P}_h$  die Polarisationsdichte des Dielektrikums bedeutet, während  $g$  als

Anm.: In dieser Arbeit ist bei der Korrektur in einer Stelle ein Fehler verblieben: Auf S. 307 linke Spalte, zweiter Zeilendruck von oben muß der Nenner des Bruchs unter der Wurzel im Quadrat stehen. Der Verfasser verdankt diesen Hinweis Herrn Prof. Dr. W. T. RUNGE.

„Konstante des inneren Feldes“ bezeichnet wird. Der Index  $h$  soll anzeigen, daß die Lorentz-Gleichung unter der Voraussetzung eines homogenen Vakuum-Feldes angewandt wird.

Nun weisen schon O. FUCHS und K. L. WOLF [3] darauf hin, daß die so eingeführte Konstante des inneren Feldes in allen praktischen Fällen eine Abhängigkeit vom Druck, der Temperatur und gegebenenfalls von der Konzentration aufweist. BÖTTCHER [4] zeigt darüber hinaus, daß die Lorentz-Gleichung nicht den Zustand für das Einzelmolekül, sondern eine Mittelwertbildung über Raum (und Zeit) im Dielektrikum beschreibt.

Die durch die Erscheinung der Strömung eines flüssigen polaren Dielektrikums im inhomogenen Feld gegebene Möglichkeit der Messung des (bei vernachlässigter Verschiebungspolarisation) aus der Orientierungspolarisation abgeleiteten Drucks erlaubt es nun, den



von der Polarisation herrührenden Anteil der auf ein Einzelmolekül im Zeitmittel der thermischen Bewegung wirkenden inneren Feldstärke bei homogenem Vakuumfeld, allgemeiner als in obiger Gleichung gesehen, anzusetzen. Der allgemeinste Ansatz für die Differenz von innerer Feldstärke  $\mathfrak{F}_h$  und Vakuumfeldstärke  $\mathfrak{E}_h$  wäre eine ungerade Potenzreihe in  $\mathfrak{P}_h$ . Da durch die Druckmessung in der Strömung aber nur eine „Reihenkonstante“ zusätzlich bestimmbar ist, ergibt sich hier zunächst für Dielektrika ohne Spontanpolarisation folgende Erweiterungsmöglichkeit obiger Gleichung:

$$\mathfrak{F}_h - \mathfrak{E}_h = g \cdot \mathfrak{P}_h + \delta \cdot (g \cdot \mathfrak{P}_h)^3. \quad (1)$$

Hierin kann  $\delta$ , mit der Dimension einer reziproken Energie pro Volumen, zunächst als Konstante des Dielektrikums aufgefaßt werden, während  $g$ , die „Konstante des inneren Feldes“, als Grenzwert in der Beziehung zwischen Feldstärken und Polarisation für den Fall verschwindender Vakuumfeldstärke angesehen werden kann und den Wert  $4\pi/3$  behält. Das heißt:

$$\mathfrak{F}_h - \mathfrak{E}_h = \frac{4\pi}{3} \cdot \mathfrak{P}_h + \delta \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \mathfrak{P}_h\right)^3. \quad (1a)$$

Die Gln. (1) und (1a) sind Vektorgleichungen für das homogene Feld. Werden sie, wie nachfolgend für das Zylinderfeld geschehen, skalar verwendet, so ist hierbei vereinfachend angenommen, daß Feldstärken und Polarisation parallele oder antiparallele Vektoren sind.

Die in [1] abgeleitete Beziehung zwischen innerer Feldstärke, äußerer Feldstärke und Polarisation im inhomogenen Zylinderfeld erweitert sich mit (1) beziehungsweise (1a) zu

$$F - E = (4\pi + g) \cdot P + \delta \cdot (g \cdot P)^3 - \frac{4\pi}{r} \cdot \int P \cdot dr \quad (2)$$

beziehungsweise

$$F - E = \frac{16\pi}{3} \cdot P + \delta \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot P\right)^3 - \frac{4\pi}{r} \cdot \int P \cdot dr. \quad (2a)$$

(2a) entspricht die Differentialgleichung für die innere Feldstärke im Zylinderfeld (s. die entsprechende Ableitung von Gl. (19) in [1]):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF}{dr} \cdot \left[1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{dP}{dF} - 3\delta \cdot \left(\frac{4\pi}{3}\right)^3 \cdot P^2(F) \cdot \frac{dP}{dF}\right] + \\ + \frac{1}{r} \cdot \left[F - \frac{4\pi}{3} \cdot P(F) - \delta \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot P\right)^3\right] = 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Unter Heranziehung der in [1] abgeleiteten Beziehung zwischen Orientierungspolarisation und innerer Feldstärke im Zylinderfeld ergibt sich aus (3) mit der Konstanten

$$\alpha = \frac{1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}}{1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}} \quad (4)$$

in der  $N$  die Zahl der Teilchen pro  $\text{cm}^3$ ,  $\mu$  deren elektrisches Dipolmoment,  $T$  die absolute Temperatur und  $k$  die Boltzmann-Konstante bedeutet, für die innere Feldstärke  $F$  im Zylinderkondensator, dessen Elektroden mit den Radien  $R_1$  und  $R_2$  an den Potentialen  $-\frac{V}{2}$  und  $+\frac{V}{2}$  liegen, bis zu den Gliedern 3. Ordnung in  $V$  der Ausdruck:

$$\begin{aligned} F(r) = \frac{V}{R_1} \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \cdot \frac{4\pi \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}}{\left[\frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} - 1\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]} - \\ - \left(\frac{V}{R_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \cdot \frac{\left(4\pi \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right)^4}{\left[1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]^4 \cdot \left[1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} \times \\ \times \left\{ \frac{16\pi}{3 \cdot 45} \cdot N \cdot \mu \cdot \left(\frac{\mu}{kT}\right)^3 \cdot \frac{\left[\frac{11}{8} - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]}{\left[1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} - \right. \\ \left. - \frac{\delta}{2} \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right)^3 \cdot \frac{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(3\alpha-1)}\right]}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^4} + \right. \\ \left. + \left(\frac{V}{R_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^{3\alpha} \cdot \frac{\left(4\pi \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right)^3}{\left[1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]^4 \cdot \left[1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{32\pi}{3 \cdot 45} \cdot N \cdot \mu \cdot \left(\frac{\mu}{kT}\right)^3 \cdot \frac{\left[\frac{11}{8} - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]}{\left[1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} - \right. \right. \\ \left. \left. - \delta \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right)^3 \cdot \left[1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right] \right\} \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^3} \right\} \end{aligned}$$

Bei Beschränkung auf das erste Glied auf der rechten Seite und die Glieder mit  $\delta$ , ist:

$$\begin{aligned} F(r) \approx \frac{V}{R_1} \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \cdot \frac{4\pi \cdot \left(\frac{N\mu^2}{3kT}\right)}{\left[\frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} - 1\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]} - \\ - \delta \cdot \left(\frac{V}{R_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \cdot \frac{27 \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right)^6}{\left[1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]^4 \cdot \left[1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} \times \\ \times \left\{ \left(\frac{R_1}{r}\right)^{2\alpha} \cdot \frac{\left[1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^3} - \right. \\ \left. - 2\pi \cdot \left(\frac{N\mu^2}{3kT}\right) \cdot \frac{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(3\alpha-1)}\right]}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^4} \right\} \end{aligned}$$

und mit der gleichen Beschränkung ergibt sich Polarisation im Zylinderfeld

$$\begin{aligned} P(r) = \frac{V}{R_1} \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \cdot \frac{4\pi \cdot \left(\frac{N\mu^2}{3kT}\right)^2}{\left[\frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} - 1\right]} \times \\ \times \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]} - \delta \cdot \left(\frac{V}{R_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{R_1}{r}\right)^\alpha \times \\ \times \frac{27 \cdot \left(\frac{4\pi}{3}\right)^6 \cdot \left(\frac{N\mu^2}{3kT}\right)^7}{\left[\frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} - 1\right]^4 \cdot \left[1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]} \times \\ \times \left\{ \left(\frac{R_1}{r}\right)^{2\alpha} \cdot \frac{\left[1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}\right]}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^3} - \right. \\ \left. - 2\pi \left(\frac{N\mu^2}{3kT}\right) \cdot \frac{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(3\alpha-1)}\right]}{\left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{(\alpha-1)}\right]^4} \right\} \end{aligned}$$

Abkürzung seien die Konstanten  $m', m'', m'''$  einführt, deren Werte aus (6) abzulesen sind:

$$\begin{aligned} \rho(r) = & \left( \frac{V}{R_1} \right) \cdot \left( \frac{R_1}{r} \right)^\alpha \cdot m' + \\ & + \delta \cdot \left( \frac{V}{R_1} \right)^3 \cdot \left( \frac{R_1}{r} \right)^\alpha \cdot \left[ m'' - \left( \frac{R_1}{r} \right)^{2\alpha} \cdot m''' \right]. \end{aligned} \quad (6a)$$

Daß der in [1] gegebene Ableitung folgt hieraus die Polarisationsenergie pro Volumeneinheit im Zylinderfeld des oben beschriebenen Kondensators:

$$\begin{aligned} W = & \left( \frac{V}{R_1} \right)^2 \cdot \left( \frac{R_1}{r} \right)^{(\alpha+1)} \cdot \frac{m'}{2 \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}} + \delta \cdot \left( \frac{V}{R_1} \right)^4 \times \\ & \times \left( \frac{R_1}{r} \right)^{(\alpha+1)} \cdot \frac{1}{2 \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}} \cdot \left[ m'' - \left( \frac{R_1}{r} \right)^{2\alpha} \cdot m''' \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

hieraus folgt der spezifische Druck im polaren Dielektrikum, bezogen auf die Fläche der Innenelektrode (Radius  $R_1$ ) des Zylinderkondensators nach [1], sind die wieder ausgedruckten Werten der Konstanten  $m', m'', m'''$ \*,

$$\begin{aligned} p = & - \left( \frac{V}{R_1} \right)^2 \cdot \frac{2\pi \cdot \left( \frac{N\mu^2}{3kT} \right)^2}{\left[ 1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} \right] \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}} \times \\ & \times \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^\alpha}{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{(\alpha-1)}} \right] \left\{ 1 - \delta \cdot \left( \frac{V}{R_1} \right)^2 \times \right. \\ & \times \frac{27 \cdot \left( \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} \right)^6}{2 \cdot \left[ 1 - \frac{16\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} \right]^3 \cdot \left[ 1 - \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} \right]} \times \\ & \times \frac{\left[ 1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{(3\alpha-1)} \right]}{\left[ 1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{(\alpha-1)} \right]^3} \cdot \left[ 1 - \frac{\left[ 1 + \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{N\mu^2}{3kT} \right]}{6\pi \cdot \frac{N\mu^2}{3kT}} \right] \times \\ & \times \left. \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{(\alpha-1)}}{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{(3\alpha-1)}} \right] \cdot \left[ \frac{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{3\alpha}}{1 - \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^\alpha} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

(8) ist eine Beziehung, die es gestattet, aus einer Druckmessung im Zylinderkondensator, bei bekanntem  $N \cdot \mu^2$ , den Wert von  $\delta$  zu berechnen; bzw., bei bekanntem  $\delta$ , aus dem gemessenen Druck des polaren Dielektrikums dessen Substanzwert  $N\mu^2$  zu bestimmen.

Gl. (8) zeigt, daß insbesondere für größere Werte von  $N \cdot \mu^2$ , die unter anderem durch die Bildung assoziierter Komplexe auftreten können,  $K_S$  sein Vorzeichen umkehrt, was einer häufig zu beobachtenden

Bei der Aufstellung von  $K_S$  sind, ebenso wie in [1], die Randkräfte unter der Annahme eines linearen Abfalls der Polarisationsenergie in den Randzonen berechnet.

Strömung in umgekehrter Richtung im Zylinderkondensator entspricht.

Der aus Gl. (8) zu ermittelnde Wert von  $\delta$  kann nur eine Näherung des wahren Wertes sein, denn der Ausdruck (8), der (s. [1]) die Summe der beiden Randkräfte  $K_{R_1}$  und  $K_{R_2}$  in den Randfeldern und der Innenkraft  $K_i$  im inneren Feldraum des Zylinderkondensators darstellt, wurde abgeleitet unter der Annahme, daß in den drei inhomogenen Feldräumen für das polare Dielektrikum der gleiche Wert  $N \cdot \mu^2$  gilt. Diese Annahme aber ist wohl nur für Moleküle bzw. Molekülkomplexe möglich, deren elektrischer Schwerpunkt und Masseschwerpunkt praktisch zusammenfallen. Ist dies nicht der Fall, so muß damit gerechnet werden, daß die starken Feldinhomogenitäten, insbesondere der Randfelder, für die gleiche molekulare Konfiguration nicht gleichzeitig in beiden Randfeldern energetisch stabile Lagen erlauben. Im Fall starken Auseinanderliegens von elektrischem und Masseschwerpunkt im Einzelmolekül wird damit zu rechnen sein, daß ein solches in der Feldinhomogenität eines Randfeldes energetisch stabil ist, während die Inhomogenität des anderen Randfeldes die Bildung eines Assoziates mit verändertem  $N \cdot \mu^2$  begünstigen wird, das in dieser zweiten, bezüglich der Inhomogenität umgekehrten Feldrichtung wieder eine energetisch stabile Lage zuläßt. Ein Vorgang, bei dem dann bei einer Richtungs-umkehr des Feldes die beiden Elektroden ihre Rolle hinsichtlich der Assoziatenbildung vertauschen, was zu einer häufig zu beobachtenden Umkehr der Strömungsrichtung bei einer Feldumkehr führen kann. Für polare Substanzen mit dieser Eigenschaft sind in den aus der Polarisationsenergie (7) nach [1] zu errechnenden Einzelkräften  $K_{R_1}$ ,  $K_{R_2}$  und  $K_i$ , deren Summe  $K_S$  ist, unterschiedliche Werte für  $N \cdot \mu^2$  einzusetzen.

### Zusammenfassung

Die in einer früheren Berechnung der in polaren Dielektrika im inhomogenen elektrischen Feld auftretenden Druckkräfte verwendete Lorentz-Gleichung wird durch eine allgemeinere Beziehung zwischen innerer Feldstärke, Vakuumfeldstärke und Polarisation für das homogene elektrische Feld ersetzt, und es werden hiermit die Ausdrücke für innere Feldstärke, Polarisation, Polarisationsenergie und spezifischen Druck polarer Dielektrika im inhomogenen Feld des Zylinderkondensators aufgestellt.

**Literatur:** [1] KRAWINKEL, G. H.: Z. angew. Phys. 11, H. 8 (1959). — [2] LORENTZ, H. A.: The theory of electrons. Leipzig 1909. — [3] FUCHS, O., u. K. L. WOLF: Hand- und Jahrbuch der Chemischen Physik Bd. 6, S. 1. 1935. — [4] BÖTTCHER, C. J. F.: Theory of electric polarisation, u. a. § 33. Amsterdam-Houston 1952. — Siehe bei [3] und [4] auch weitere Literaturangaben.

Dr.-Ing. GÜNTHER H. KRAWINKEL  
Frankfurt a. M.-Eschersheim  
Haeblerinstr. 54



## Buchbesprechungen

**Proceedings of the second United Nations international conference on the peaceful uses of atomic energy.** Vol. 32: Controlled Fusion Devices. Genf: United Nations Publication 1958. 462 S. u. 547 Abb. \$ 15.—.

Vol. 32. Dieser Band behandelt hauptsächlich alle experimentellen Anordnungen zur Erzeugung hocherhitzter Plasmen, die Methoden zur Untersuchung ihrer Eigenschaften und die speziellen Ergebnisse. Session A-7 bringt einmal die linearen Pinchanordnungen, die Möglichkeit zur Stabilisierung und weiterhin Arbeiten mit toroidaler Geometrie, insbesondere Versuche mit dem Zeta-Gerät. Session A-9 enthält eine Zusammenfassung des Pinchprogramms in Berkeley und Livermore. Außerdem werden Versuche beschrieben, mit Hilfe ebener Plasmakonfigurationen das Stabilitätsverhalten zu verbessern. (Sheet Pinch.) Die Eigenschaften eines rotierenden Plasmas werden untersucht. Einen größeren Umfang nimmt die Darstellung des Stellarator-Programms ein. Weitere Beiträge sind dem Pyratron, dem Astron und dem Einschußverfahren gewidmet. Session A-10 enthält unter anderem diagnostische Methoden, z.B. Mikrowellen und Spektroskopie. Außerdem werden technologische Fragen, wie sie z.B. bei Entladungsgefäßen auftreten, untersucht.

E. FÜNFER

**March, A.: Die physikalische Erkenntnis und ihre Grenzen.** 2., überarbeitete und ergänzte Auflage von Prof. Dr. F. CAP. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn 1960. VIII u. 121 S. DM 10.80.

Das 1955 erschienene Buch, das in dieser Zeitschrift [7, 556 (1955)] besprochen wurde, ist von Prof. Dr. F. CAP bearbeitet und dem neuesten Stande der grundsätzlichen physikalischen Erkenntnis angepaßt worden. Die Ergänzungen betreffen hauptsächlich die beiden letzten Kapitel des Buches. Dem Kapitel „Die zweite Quantisierung“ ist ein Paragraph über die „Weltformel von Heisenberg“ hinzugefügt. Die Formel wird wirklich hingeschrieben — übrigens die einzige physikalische Gleichung, die in dem Buch vorkommt. Der Bearbeiter erläutert das hohe und umfassende Ziel, das HEISENBERG mit seiner Formel zu erreichen hofft; die Formel selbst kann er im Rahmen des Buches dem Leser naturgemäß nicht verständlich machen.

Die 2. Ergänzung betrifft die Parität und ist unter dem Titel „Kann die Natur links oder rechts unterscheiden?“ dem letzten Kapitel „Raum und Zeit in der Mikrophysik“ angefügt. Hier werden recht ausführlich die Symmetrien gegen Spiegelung, gegen Ladungskonjugation und gegen Zeitumkehr und die Möglichkeiten der experimentellen Prüfung behandelt.

Auch in diesen Ergänzungen wird vom Bearbeiter, der Absicht des Verfassers entsprechend, mit Erfolg versucht, unter Benutzung exakter mathematischer Begriffe, aber ohne Rechnung den gegenwärtigen Stand unserer physikalischen Erkenntnis zu schildern.

G. HETTNER

**Proceedings of the second united nations international conference on the peaceful uses of atomic energy.** Vol. 10: Research Reactors. Genf: United Nations Publication 1958. 548 S. u. 769 Abb. \$ 18.50.

In 48 Berichten werden die Betriebserfahrungen und physikalischen Eigenschaften von Reaktoren aus aller Welt behandelt sowie technische Einzelheiten mehrerer in Bau befindlicher oder geplanter Anlagen mitgeteilt. Die besprochenen Reaktoren kann man in drei Klassen einteilen: *Niederleistungsreaktoren* (Leistung 10 kW und darunter), welche als Neutronenquellen zu reaktorphysikalischen Untersuchungen sowie gegebenenfalls zu Ausbildungszwecken dienen (Argonaut; ZPR-IV; AGN-211 u. a.). *Forschungsreaktoren* im engeren Sinne mit Leistungen zwischen einigen 100 und 1000 kW, die neben Bestrahlungen zur Isotopenherstellung vorwiegend für physikalische Strahlrohrexperimente verwendet werden (insbesondere die Swimming-pool-Typen: Apsara, Melusine, SAPHIR u. a.) und schließlich die *Hochfluß- oder Materialuntersuchungsreaktoren* mit Leistungen in der 10 bis 100 MW-Region, welchen man heute besonderes Interesse zuwendet. Es werden etwa zehn verschiedene Typen dieser Klasse beschrieben, die alle Flüsse im  $10^{13}$  bis  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>-Bereich besitzen (NRU; MTR; ETR u. a.). Einige interessante Berichte befassen sich mit den Möglichkeiten, den Fluß um eine weitere Zehnerpotenz zu steigern, wobei man entweder höhere Leistungsdichten zu bewältigen hat oder im Reaktorkern schwach

absorbierende „Flußfallen“ anbringen muß. Schließlich enthält der Band mehrere Beschreibungen von neuentwickelten oder bereits bekannten *unkonventionellen* Typen (gepulstmoderierten, homogenen Reaktoren). Das Werk ist Physikern oder Ingenieuren zu empfehlen, die sich in die Fragen Entwicklung oder des Betriebs von Forschungsreaktoren einarbeiten wollen.

T. SPRINGER

**Proceedings of the second united nations international conference on the peaceful uses of atomic energy.** Vol. Theoretical and Experimental Aspects of Controlled Fusion. Genf: United Nations Publication 1958. 400 S. u. 337 Abb. \$ 15.—.

Die ersten Mitteilungen über den Stand der Arbeiten im Gebiet der Plasmaphysik und speziell der kontrollierten Kernfusion wurden auf dem 3. Internationalen Kongreß über Ionisierungsvorgänge in Gasen in Venedig 1957 gegeben. Der 2. Genfer Konferenz 1958 wurde sehr ausführlich und von den beteiligten Nationen der gegenwärtige Stand der Plasmaphysik dargelegt. Die Proceedings Vol. 31 und Vol. 32 enthalten eine große Zahl von theoretischen und experimentellen Arbeiten, aus denen hervorgeht, daß insbesondere Amerika, England und Rußland eine außerordentliche Konzentration von Wissenschaftlern und Mitteln aufgebracht wurde, um dem Ziel der kontrollierten Kernfusion möglichst bald nahe zu kommen. Die in Session 4, Vol. 31 enthaltenen zusammenfassenden Berichte über den Stand der Arbeit in Schweden, Rußland, Deutschland, Amerika und England zeigen allerdings, daß man diesem Ziel heute noch sehr fern ist. Die allgemeine Ansicht ist, daß es zunächst einer umfassenden Erforschung aller Eigenschaften hochionisierter Plasmen bedarf. Diese Erkenntnis drückt sich sehr deutlich in den theoretischen Beiträgen zur Plasmaphysik (Session A-5). Es werden Fragen der Stabilität bestimmter Plasmafeldkonfigurationen behandelt, Plasmaschwingungen, Störungen, das dynamische Verhalten, individuelle Teilchenbewegungen und Stoßprozesse, Fragen der Aufheizung und Energieverluste durch Strahlung und Teilchendiffusion, das Problem der Run-away-Elektronen und anderes. Die Beiträge dieses Kapitels beschäftigen sich auch direkt mit Planung thermonuklearer Reaktoren und ihrer theoretischen und technischen Probleme, wobei man den Eindruck hat, die dafür benutzten Voraussetzungen noch sehr unzureichend sind. In Session A-6 werden experimentelle Fragen allgemein behandelt, z.B. Aufheizung von Ionen eines Plasmas durch Ionenzyklotronresonanz, durch Einschluß hochbeschleunigter Ionen, durch Stoßwellen usw. An einem Flüssigmetallmodell wurden Untersuchungen über das Auftreten von Instabilitäten durchgeführt.

E. FÜNFER

**Proceedings of the second united nations international conference on the peaceful uses of atomic energy.** Vol. 17: Processing Irradiated Fuels and Radioactive Materials. Genf: United Nations Publication 1958. 709 S. u. 625 Abb. \$ 18.—.

Der vorliegende Band enthält in zwei Abschnitten 50 Arbeiten über Probleme der Aufarbeitung bestrahlter Brennelemente und außerdem 20 Arbeiten über die Technik des Umganges mit radioaktiven Stoffen. Vorwiegend wird die flüssig-flüssig-Extraktion behandelt. Dabei werden einzelne der in England, Frankreich und Norwegen laufenden bzw. geplanten Prozesse beschrieben und über Sonderfragen und verfahrenstechnische Fortschritte in vielen anderen Anlagen und Pilotanlagen berichtet.

Einige Arbeiten beziehen sich auf das Verhalten der Extraktion besondere Schwierigkeiten bereitenden Stoffe wie Ruthen und Zirkon und auf die die Extraktion ergänzenden Adsorptions- und Ionenaustauschermethoden. Im zweiten Abschnitt sind die Untersuchungen über nichtkonventionelle Aufbereitungsmöglichkeiten zusammengefaßt. So wird über Ergebnisse mit Dibutyläther und mit tertiären Aminen, vor allem auch über Erfahrungen mit den verschiedenen Hochtemperaturprozessen berichtet. Der dritte Abschnitt gibt Beschreibungen über Bau und Einrichtung von nur entsprechender technischer Anlagen sondern auch analytischer, metallurgischer, radiochemischer und alphastrahlender Material handhabender Laboratorien. Die 70 Arbeiten geben einen Überblick über den Stand der Technik und Forschung auf diesem für die Nutzung der Kernenergie so wichtigen Gebiet.

Bo